

# **Entwicklung, Aufbau und Untersuchung eines Stehende-Wellen-Interferometers**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur  
(Dr.-Ing.)**

vorgelegt der  
Fakultät für Maschinenbau der  
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

**Dipl.-Ing. Viktor Mandryka**

geboren am 13.06.1974 in Lopatyn/Ukraine

1. Einführung und Überblick	1
1.1. Stand der Technik	3
1.2. Ausgangspunkt und Ziel der Arbeit	5
2. Konzeption des Stehende-Wellen-Interferometers	7
2.1. Elektrische Feldstärke der optischen stehenden Welle	7
2.2. Intensität der stehenden Welle	9
2.3. Gewinnung phasenverschobener Signale in der stehenden Welle	12
2.4. Grundsätzliche technische Anforderungen an den Transparenten Photodetektor	15
2.4.1. Schichtmaterialien	15
2.4.2. Transparenter Photowiderstand	16
2.4.3. Transparente pin-Diode	18
2.5. Transparenter Phasenselektiver Photodetektor	28
3. Anpassung der optischen Eigenschaften der transparenten pin-Diode	31
3.1. Bestimmung der optimalen Dicke der photoaktiven Schicht	31
3.2. Mathematische Verfahren zur Berechnung der T-, R-Kennlinie	37
3.3. Optimierungsaufgabe	48
3.3.1. Startdesign	52
3.3.2. Designreflexion	54
3.3.3. Optimierung der Fehlerfunktion und Ermittlung der optimalen Schichtdicken	58
3.4. Entspiegelung	62
4. Elektrische Eigenschaften des Transparenten Photodetektors	67
4.1. Ersatzschaltung der transparenten pin-Diode	67
4.2. Dynamische Eigenschaften des Detektors	70
4.2.1. Verkleinerung der Diodenfläche	71
4.2.2. Vergrößerung der i-Schichtdicke	73
4.2.3. Halbleiter mit kleiner Dielektrizitätskonstante	74
4.2.4. Optimierung des Serienwiderstandes	75
4.2.5. Untersuchung des Einflusses der Dicke der Kontaktschichten auf Serienwiderstand	77

4.3. Charakterisierung des Transparenten Phasenselektiven Detektors	81
5. Experimentelle Untersuchungen	88
5.1. Messungen in der stehenden Welle	88
5.2. Ermittlung des Interpolationsfehlers des Stehende-Wellen-Interferometers	92
5.3. Längenmessungen mit dem Stehende-Wellen-Interferometer	100
Literaturverzeichnis	104

## 1. Einführung und Überblick

Laserinterferometer werden für hochpräzise Verschiebungs- und Winkelmessungen angewendet. In Industrie und Forschungslabor werden Laserinterferometer in vielen technischen Anwendungen, wie z. B. für die Maskenpositionierung in der Halbleiterindustrie, für die Kalibrierung der Werkzeuge und Vorrichtungen, für hochauflösende Kalibrierung der Piezoantriebe im AFM, für die Koordinatenmessmaschinen und hochauflösende Positioniersysteme als ein integrierter Teil der Vorrichtung oder als Laborgeräte eingesetzt [1, 2, 3, 4, 5].

Die Funktionsweise der überwiegenden Mehrzahl aller Interferometer kann auf das nach dem Physiker Albert Michelson benannte Michelson Interferometer zurückgeführt werden. Das Konzept dieses Interferometers wurde 1887 bei der Vorbereitung des Michelson-Morley-Experiments entwickelt [6]. Das Michelson Interferometer wird bei Verschiebungsmessungen, Brechzahlmessungen (Interferenz-Refraktometer), Winkelmessungen und als Interferenz-Spektrometer angewendet. Werden die Größen Kraft, Masse, Druck und Beschleunigung mittels mechanischer Wandlungselemente auf eine Verschiebung abgebildet, so können auch diese Größen interferenzoptisch gemessen werden [7, 8].

Die weitaus meisten auf dem Markt befindlichen Interferometer bestehen aus klassischen optischen Komponenten wie Strahlteilern, Reflektoren,  $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Platten. Diese Komponenten werden als getrennte Bauelemente nach konventionellen optischen Bearbeitungstechnologien hergestellt. Bei dem Aufbau eines Interferometers werden einzelne Komponenten aufwändig zueinander justiert, geklebt und dann in einem optischen Schaltkreis angeordnet. In den 90-er Jahren wurden integriert-optische Interferometer auf der Basis von Si sowie Lithiumniobat entwickelt [9, 10, 11, 12, 13, 14]. Mit Hilfe von Planartechnologien hergestellte optische Bauelemente wurden auf einem gemeinsamen Substrat zu integriert-optischen Schaltkreisen kombiniert. Das Funktionsprinzip der klassischen Interferometer wurde in einen einkristallinen Festkörper übertragen und die Wirkungsweise der Strahlteiler, Reflektoren und Phasenschieber wurde durch die Mikrostrukturierung und Charakterisierungsverfahren realisiert. Auf diese Weise entstanden Interferometer mit sehr kleinen Abmessungen, aber mit dem gleichen Funktionsprinzip der klassischen Interferometer, d. h. die Teilung von Strahlen bzw. Wellenfronten und deren Wiedervereinigung unter

gleicher Ausbreitungsrichtung. Das Ergebnis der Interferenz kann deshalb mit den bekannten Photoempfängern im Auflichtprinzip detektiert werden.

Obwohl die integrierten Interferometer im Vergleich zu den klassischen Interferometern wesentlich raumsparender sind, setzte sich diese Technik jedoch in der Praxis bisher nicht durch, weil die Einkoppelung des kohärenten Lichtes, geringe Wellenlängenstabilität der Halbleiterlaser und technologische Probleme bei der Automatisierung der Herstellungsverfahren noch nicht hinreichend gut gelöst sind.

Ein bisher für technische Anwendungen nicht genutzter Interferenzeffekt ist die optische stehende Welle. Ein von einer kohärenten Strahlquelle erzeugter Parallelstrahl wird an einem Planspiegel reflektiert und erzeugt in der Überlagerung mit dem zum Spiegel gerichteten Strahl eine optische stehende Welle. Durch photoelektrische Abtastung dieses Interferenzprofils erhält man ein Stehende-Wellen-Interferometer für Längenmessungen.

Ein wesentlicher Vorteil dieses Messverfahrens gegenüber den klassischen Interferometern ist der einfache Aufbau. Das Interferometer besteht lediglich aus einem Spiegel und einem Transparenten Photodetektor. Diese Komponenten sind entlang einer Achse angeordnet und die Abmessungen des Stehende-Wellen-Interferometers können auf den Laserstrahl an sich reduziert werden. Mehrere Transparente Photodetektoren können gleichzeitig auf einem Substrat mit modernsten Halbleitertechnologien hergestellt werden, was zur Kostensenkung der Produktion führen wird. Die Realisierung dieses Interferometers war bisher durch fehlende Technologien bei der Herstellung der Transparenten Photodetektoren unmöglich. Erst die Fortschritte in der modernen Halbleitertechnologie in letzter Zeit ermöglichen die Fertigung des Transparenten Photodetektors.

Im nächsten Kapitel ist der Stand der Technik bei den Transparenten Photodetektoren beschrieben. Dabei wird der Aufbau und das Detektorkonzept der an der Tohoku Universität Japan und der an der Stanford Universität entwickelten Photowiderstände skizziert.

Im Kapitel 2 werden Intensität einer stehenden Welle, Grundprinzip eines Stehende-Wellen-Inkrementalinterferometers so wie technische Anforderungen an den Transparenten Photodetektor erläutert.

Daraufhin wird im Kapitel 3 die Anpassung des Transparenten Photodetektors vorgestellt im Hinblick darauf, dass der Detektor sich unmittelbar in der stehenden Welle befindet. Der Transparente Photodetektor soll möglichst wenig Einfluss auf die Ausbildung des Intensitätsprofils der stehenden Wellen nehmen. In erster Linie wird dabei die optimale Dicke der photoaktiven Schicht ermittelt. Danach werden mathematische Verfahren zur Berechnung der spektralen Eigenschaften des Detektors und die Optimierungsaufgabe beschrieben.

Elektrische Eigenschaften des Transparenten Photodetektors werden im Kapitel 4 dargestellt. Besonders wird auf die Reduzierung der geometrischen Kapazität und des Serienwiderstandes der pin-Diode eingegangen. Dazu gehören die Untersuchungen von Detektoren mit den verschiedenen photoaktiven Schichtdicken, der Einsatz von Halbleitern mit kleinerer relativer Dielektrizitätskonstante, die Temperierung und die Untersuchung des Einflusses der Kontaktschichten auf Serienwiderstand. Auf dieser Basis wurde die Charakterisierung des Transparenten Phasenselektiven Detektors durchgeführt.

Experimentelle Untersuchungen, die Ermittlung des Interpolationsfehlers folgen im Kapitel 5. Die Zusammenfassung, die Bewertung der erreichten Ergebnisse sowie ein Ausblick auf mögliche Einsatzbereiche des Stehende-Wellen-Interferometers schließen die Arbeit ab.

### 1.1. Stand der Technik

Die Existenz einer optischen stehenden Welle wurde erstmals experimentell von Wiener mit Hilfe einer sehr dünnen durchsichtigen lichtempfindlichen Schicht nachgewiesen [15]. Nach ihm nahmen sich Selenyi, Drude und Nernst dieses Problems an, wobei sich jeder Experimentator jeweils anderer experimenteller Mittel und Methoden bediente [16]. Später wurde man auf diesen Interferenzeffekt wieder bei der Belichtung von Filmen und Photoresists aufmerksam, als man feststellte, dass sich bei der Belichtung in diesen Schichten als unerwünschter Nebeneffekt stehende Wellen ausbilden. Ein Stehende-Wellen-Interferometer wurde 1983 erstmals zum Patent angemeldet [17]. Es handelt sich um eine auf einer Geraden angeordnete Interferometeranordnung, die aus zwei transparenten photoelektrischen Detektoren und einem Spiegel besteht. Das Wesen der Erfindung besteht darin, dass ein neuartiger transparenter photoelektrischer Detektor postuliert wird, der das Zählen der Intensitätsperiode der stehenden Welle im Durchlichtverfahren gestattet und damit interferometrische Längemessungen in einer optischen stehenden Welle ermöglicht. Darüber

hinaus war jedoch über die Gestaltung des transparenten Detektors und eine technische Nutzung des Interferenzeffekts von optischen stehenden Wellen für interferometrischen Längenmessungen nichts bekannt.

Seit 1999 ist durch Veröffentlichungen bekannt geworden, dass sich eine Forschungsgruppe an der Tohoku Universität in Japan mit der Entwicklung eines transparenten Detektors und mit dem Aufbau eines Stehende-Wellen-Interferometers befasst [18, 19, 20]. Diese Gruppe hat einen transparenten Photowiderstand entwickelt. Auf dieser Basis wurde ein Detektor aufgebaut, der aus zwei nebeneinander angeordneten Photowiderständen besteht. Einer der beiden Photowiderstände ist gegenüber dem anderen durch ein zusätzliches Wegätzen des Quarzsubstrates  $90^\circ$ -phasenverschoben (Bild 1). Weiterhin wurde ebenfalls nach dem Durchlichtverfahren, das auf der Detektion der Intensitätsmaxima und -minima einer stehenden Welle beruht, ein Spektrometer von der Miller-Gruppe an der Stanford Universität aufgebaut. Dafür wurde ebenfalls ein transparenter Photowiderstand entwickelt [21, 22, 23].

In den beiden Fällen wurden hoch dotierte Profile in eine Halbleiterschicht eingebracht, so dass sich eine Photoleiteranordnung ausbildet, welche beispielsweise als Mäander bzw. als Kammstruktur realisiert wurde (Bild 2). Dotierte Kammstrukturen bilden ein elektrisches Feld, das lateral zur Ebene der stehenden Welle wirkt. Zwischen den dotierten Bereichen befindet sich ein undotierter Bereich mit Stegbreiten von ca.  $1 \dots 5 \mu\text{m}$ . Da sich die optischen Konstanten der dotierten und undotierten Bereiche nur sehr geringfügig voneinander unterscheiden, kann die Struktur als relativ homogen betrachtet werden, so dass die Beugung der hin- und zurücklaufenden Strahlen gering ist.

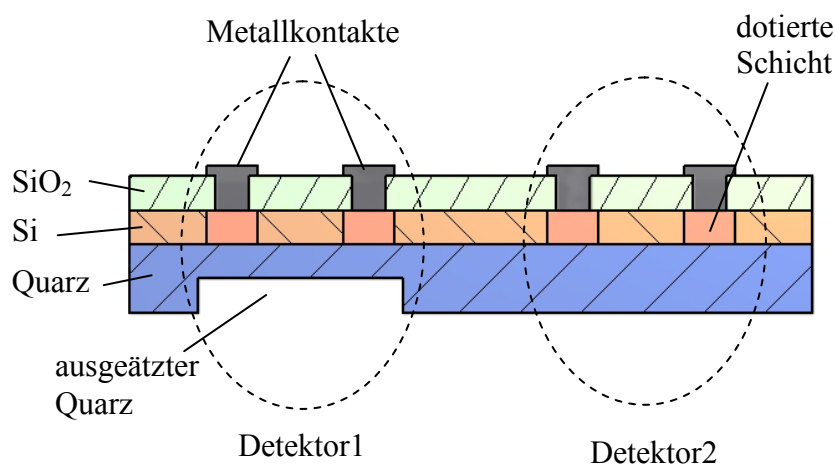


Bild 1. Detektorkonzept des an der Tohoku Universität entwickelten transparenten phasenselektiven Detektors.

Die Fläche der an der Tohoku Universität hergestellten Dioden beträgt  $1 \text{ mm}^2$ , die Dicke der aus Silizium beschichteten Kammstruktur liegt zwischen 35...40 nm. Die Empfindlichkeit dieser transparenten Detektoren ist von der angelegten Spannung abhängig und beträgt ca.  $1 \text{ mA/W}$  für 10 V Sperrspannung [28]. Transparente Detektoren in den USA wurden aus polykristallinem Silizium hergestellt. Die Dicke der photoaktiven Schicht beträgt 220 nm und

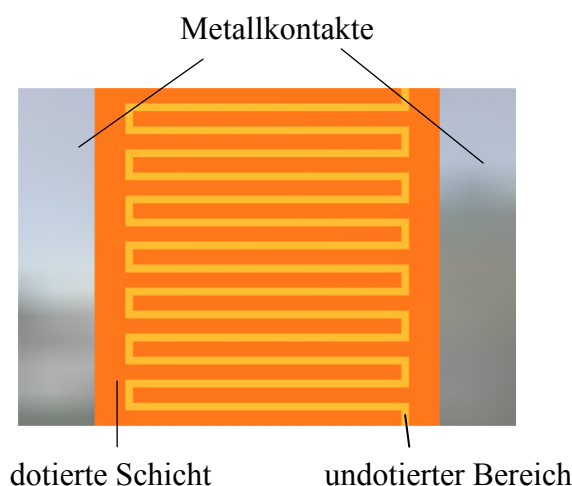


Bild 2. Photodetektor mit einer Kammstruktur

die Detektorfläche ist  $1 \text{ mm}^2$ . Diese Detektoren zeigen eine noch niedrigere Empfindlichkeit von ca.  $5 \text{ } \mu\text{A/W}$  bei 35 V Sperrspannung und die gemessene Grenzfrequenz betrug ca. 40 KHz [29].

Nachteile dieses Detektorkonzeptes sind außer der niedrigen Empfindlichkeit und den schlechten dynamischen Eigenschaften die großen Reflexionsverluste an den Luft-Quarz- und Silizium-Quarz-Grenzübergängen. Durch einen großen Reflexionsgrad entsteht eine Vielstrahlinterferenz.

## 1.2. Ausgangspunkt und Ziel der Arbeit

1999 wurden erstmals transparente Dioden, die am Institut für Photovoltaics im Forschungszentrum Jülich hergestellt wurden, zur Detektion des Intensitätsprofils von stehenden Wellen im Institut für Prozesstechnik und Sensortechnik angewendet. Im Vergleich zu den Photowiderständen weisen transparente Dioden deutlich höhere Empfindlichkeit und bessere transiente Verhältnisse auf, was bei der weiteren Verarbeitung der interferometrischen Signale von großer Bedeutung ist. Die Herstellung der transparenten Detektoren und ein Teil der Forschungen zu den Reflexions- und Transmissionsmessungen, den Messungen der



spektralen Empfindlichkeit und der I-U-Kennlinienmessungen wurden von E. Bunte, H. Stiebig und D. Knipp am Institut für Photovoltaics durchgeführt.

Sowohl die Konzepte des einzelnen Detektors als auch der Aufbau des phasenselektiven Detektors, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und untersucht wurden, unterscheiden sich von den japanischen und amerikanischen Detektorkonzepten. Im Gegensatz zu den lateral angeordneten japanischen phasenselektiven Detektoren sind die zwei transparenten Dioden in der vorliegenden Arbeit entlang der optischen Achse der stehenden Welle angeordnet, was die Gestaltung des optischen Interferometerschaltkreises gemäß dem Abbeschen Grundsatz erlaubt.

Ziel der Arbeit sind Entwicklung und Aufbau eines Stehende-Wellen-Interferometers. Das Stehende-Wellen-Interferometer wird auf der Basis von zwei transparenten Photodioden, die in einem Transparenten Phasenselektiven Photodetektor (TPSD) integriert sind, realisiert. Durch eine lineare Interferometeranordnung und durch die Einkoppelung des Laserstrahls mittels Lichtwellenleiters soll das Stehende-Wellen-Interferometer eine kompakte Baugröße und geringen Justageaufwand aufweisen.

## 2. Konzeption des Stehende-Wellen-Inkrementalinterferometers

Eine stehende Welle entsteht durch die Überlagerung von zwei sich in entgegengesetzten Richtungen ausbreitenden Wellen [24]. Die Existenz stehender Wellen ist in den Bereichen der Optik, Elektrotechnik sowie auch der Akustik bekannt und nachgewiesen. Im Folgenden werden die Eigenschaften stehender Wellen ausschließlich im sichtbaren Spektralbereich bei der Emissionslinie des He-Ne-Lasers von 633nm betrachtet.

### 2.1. Die elektrische Feldstärke der stehenden Welle

Lichtwellen mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung entstehen durch orthogonale Reflexion eines Laserstrahls an einem Planspiegel. Durch die Überlagerung der sich in entgegengesetzten Richtungen ausbreitenden Lichtwellen entsteht das charakteristische Interferenzmuster einer optischen stehenden Welle. Die Eigenschaft einer optischen Welle wird durch die elektrische Feldstärke beschrieben. Im Folgenden soll die Verteilung der elektrischen Feldstärke einer optischen stehenden Welle berechnet werden. Im Bild 3 befindet sich der Koordinatenursprung im Auftreffpunkt des Laserstrahls auf dem Planspiegel.

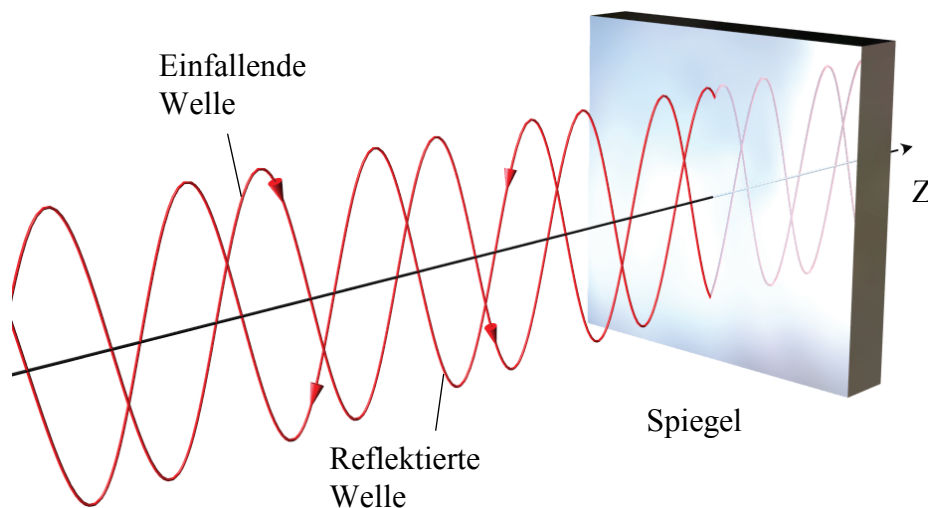


Bild 3. Elektrische Feldstärken der einfallenden und reflektierten Lichtwellen am Planspiegel

Die Ausbreitungsrichtung der zum Planspiegel einfallenden Lichtwelle ist die positive z-Richtung. Die elektrische Feldstärke der einfallenden Welle ist

$$E_1 = A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - ct)\right), \quad (1)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge und  $c$  die Phasengeschwindigkeit sind. Die Vorzeichen von  $z$  und  $ct$  müssen entgegengesetzt gewählt werden, wenn Gleichung 1 eine Welle beschreiben soll, die sich in positiver  $z$ -Richtung ausbreitet. Die Ausbreitungsrichtung der am Planspiegel reflektierten Welle ist die negative  $z$ -Richtung. Die elektrische Feldstärke der reflektierten Welle ist

$$E_2 = A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(-z - ct) + \pi\right) = -A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(-z - ct)\right). \quad (2)$$

Das negative Vorzeichen von  $A$  ist durch den Phasensprung um  $\pi$  bei der Reflexion der Welle am Planspiegel bedingt. Die elektrische Feldstärke der stehenden Welle ist die Summe der Feldstärken der einfallenden und der reflektierten Welle.

$$E_{sw} = E_1 + E_2 \quad (3)$$

Unter Verwendung von

$$\cos(\alpha) - \cos(\beta) = -2 \sin\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right)$$

erhält man die Feldstärke der stehenden Welle zu

$$E_{sw} = 2A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}ct\right). \quad (4)$$

Die elektrische Feldstärke der stehenden Welle wird durch das Produkt zweier Sinusfunktionen beschrieben, von denen die eine nur vom Ort und die andere nur von der Zeit abhängig ist. Die periodische Ortsfunktion hat ihre Nullstellen feststehend auf der optische Achse bei

$$z = 0, \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2, 2\lambda, \dots, k\lambda/2 \text{ (Wellenknoten)} \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

und sie hat ihre Extrema feststehend bei

$$z = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4, \dots, (2k+1)\lambda/4 \text{ (Wellenbäuche)} \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Der zeitabhängige Term bewirkt, daß die elektrische Feldstärke in den Punkten auf der z-Achse mit einer durch die z-Koordinate bestimmten Amplitude moduliert wird (Bild 2). In den Punkten der Wellenknoten ist die elektrische Feldstärke stets Null und in den Punkten der Wellenbäuche oszilliert sie zwischen Null und Maximum. Die Oszillationsfrequenz ist die Lichtfrequenz von  $\approx 4,7 \cdot 10^{14}$  Hz. Die gepunkteten Wellenzüge im Bild 4 veranschaulichen die zeitabhängige Modulation. Der durchgehende Wellenzug im Bild 4 stellt die Einhüllende der elektrischen Feldstärke für alle Zeitpunkte dar.

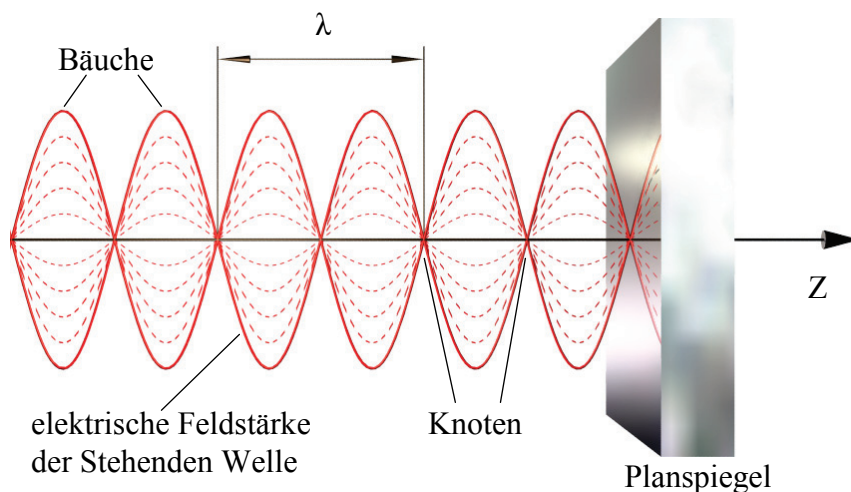


Bild 4. Darstellung der elektrischen Feldstärke der Stehenden Welle

## 2.2. Die Intensität der Stehenden Welle

Für eine photoelektrische Auswertung der Interferenz einer optischen stehenden Welle ist auf Grund der photoelektrisch nicht detektierbaren Lichtfrequenz die Intensität der Stehenden Welle maßgeblich. Zur Berechnung des Intensitätsprofils der stehenden Welle benutzt man die komplexe Schreibweise der elektrischen Feldstärke. Die elektrische Feldstärke der auf den Planspiegel zulaufenden Welle ist

$$E_1 = A_1 e^{j \frac{2\pi}{\lambda} (z - ct)} \quad (5)$$

Die elektrische Feldstärke der vom Planspiegel reflektierten Welle ist

$$E_2 = A_2 e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}(-z-ct)+\pi)} . \quad (6)$$

Die Intensität  $I$  der stehenden Welle erhält man aus dem Produkt der komplexen Amplitude  $A_k$  und der konjugiert komplexen Amplitude  $A_k^*$  [25]. Dann ergibt sich für die Intensität

$$I = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 c}{2} \sum_k A_k \sum_k A_k^* \quad (7)$$

wobei

$\varepsilon_0$  – Dielektrizitätskonstante,

$\varepsilon$  – relative Dielektrizitätskonstante,

$c$  – Phasengeschwindigkeit,

ist.

Durch Einsetzen und Umformen ergibt sich:

$$I = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 c}{2} (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 c}{2} \left( A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 e^{j(\frac{4\pi}{\lambda} - \pi)} + A_1 A_2 e^{-j(\frac{4\pi}{\lambda} - \pi)} \right)$$

$$\cos(z) = \frac{e^{jz} + e^{-jz}}{2}$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda} - \pi\right) \quad (8)$$

Im Fall gleicher Intensitäten  $I_1 = I_2$ :

$$I = 2I_0 \left(1 - \cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda}\right)\right) \quad (9)$$

Im Vergleich zur Darstellung der elektrischen Feldstärke nach Gl. 4 ist der zeitliche Anteil verschwunden. Die Intensität der optischen stehenden Welle ist nur noch vom Ort abhängig. Die Orte der Intensitätsmaxima stimmen mit den Orten der Wellenbäuche der elektrischen Feldstärke (Gl. 4) überein und die Orte der Intensitätsminima sind mit den Orten der Wellenknoten der elektrischen Feldstärke identisch.

Der Abstand zwischen zwei benachbarten Intensitätsmaxima und damit die Periodenlänge der Intensität der optischen stehenden Welle ist  $\lambda/2$  (Bild 5). Somit stimmt die Periode der

stehenden Welle mit der Periode der Interferenz gleicher Ausbreitungsrichtung überein. Dieser Tatsache kommt bei der späteren Behandlung der optischen Zusammenhänge noch eine wichtige Bedeutung zu.

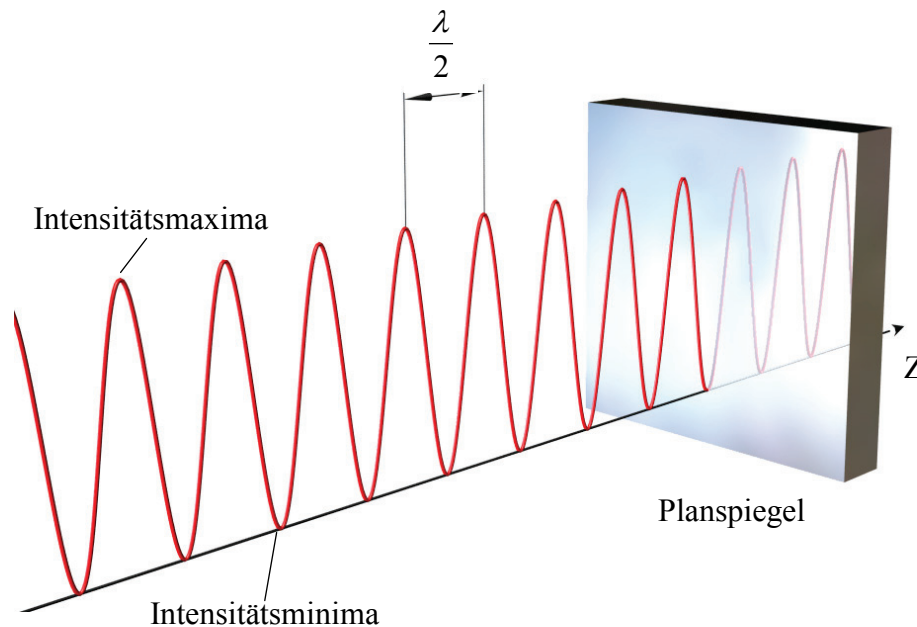


Bild 5. Intensitätsprofil der Stehenden Welle

Bei orthogonaler Reflexion einer optischen Welle an einem Planspiegel entsteht ein Phasensprung von  $\pi$ . Deshalb entsteht ein Knoten der elektrischen Feldstärke bzw. ein Minimum der Intensitätsverteilung stets am Planspiegel für  $z = 0$ . Aus diesem Grunde ist die stehende Welle mit dem Planspiegel fest verkoppelt. Verschiebt man den Planspiegel parallel in Richtung der optischen Achse, dann verschieben sich die Intensitätsmaxima und -minima mit ihm. Setzt man eine fiktive unendlich dünne und transparente Ebene orthogonal zur Ausbreitungsrichtung in die stehende Welle (Bild 6) und verschiebt den Planspiegel, dann durchwandern die Intensitätsmaxima und -minima diese Ebene.

In Fortsetzung dieses Gedankenganges nehmen wir an, daß die fiktive Ebene teilweise transparent und gleichzeitig auch photoelektrisch aktiv sei. Dann würde die fiktive Ebene beim Verschieben des Planspiegels das Durchwandern der Intensitätsmaxima und -minima der stehenden Welle registrieren. Die Intensitätsperioden teilen den Raum vor dem Planspiegel in geometrische Abschnitte von  $\lambda_0/2n$ , wobei  $n$  die Brechzahl des Mediums ist, in dem sich die stehende Welle ausbreitet. Somit könnte man durch photoelektrische Registrierung der Intensitätsperioden die Verschiebestrecke des Planspiegels bestimmen. In

Umkehrung dieses Gedankenexperimentes kann bei feststehendem Planspiegel auch die fiktive Ebene verschoben werden. Wenn die Verschiebestrecken in beiden Fällen dieselben sind, sind auch die registrierten Verschiebestrecken gleich.

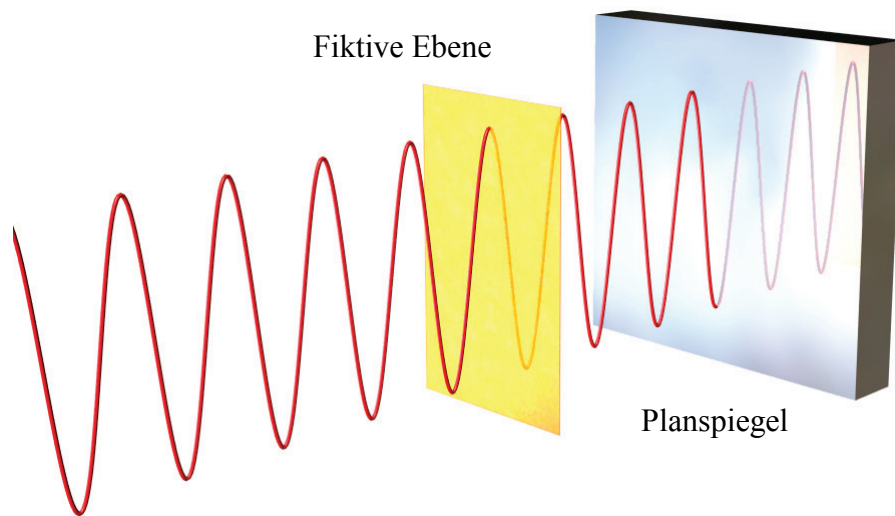


Bild 6. Fiktive Ebene in der stehenden Welle

### 2.3. Die Gewinnung phasenverschobener Signale in der stehenden Welle

Das Ziel der Arbeit bestand darin, ein Interferometer zu entwickeln, mit dem technische Längenmessungen auf der Grundlage der Interferenz einer optischen stehenden Welle möglich sind. Technische Interferometer für Längenmessungen basieren auf dem Inkrementalprinzip. Dabei werden vorgegebene Weginkremente, z. B. vollständige oder interpolierte Intensitätsperioden, je nach Bewegungsrichtung des Meßspiegels addiert oder subtrahiert. Eine Änderung der Bewegungsrichtung des Spiegels an den Intensitätsmaxima und den Intensitätsminima kann mit nur einem Sensor nicht registriert werden, weil ein gleichen Signalverlauf unabhängig davon, ob die Bewegung des Spiegels in die gleiche oder umgekehrte Richtung geschehen wird, erzeugen würde. Um die Bewegungsrichtung des Spiegels zu erkennen, wird ein zweiter und zum ersten um  $90^\circ$  phasenverschobener Photodetektor eingesetzt, so dass jeweils um  $90^\circ$  phasenverschobene elektrische Signale erzeugt werden (sin/cos-Signale, Inkrementalsignale, Quadratursignale). Auf diesem Prinzip beruht die elektronische Erkennung der Bewegungsrichtung bzw. der Änderung der Bewegungsrichtung in sog. Homodyninterferometern [26]. Die Entwicklung eines Stehende Wellen-Inkrementalinterferometers setzt also ebenfalls die Gewinnung zweier Inkrementalsignale aus dem Intensitätsprofil der Stehenden Welle voraus.

In Fortführung des bereits begonnenen Gedankenganges würden durch Anordnung einer zweiten fiktiven Ebene (Bild 7) in einem Abstand von  $k\lambda_0/8n$  ( $k$  - ungerade) zur ersten fiktiven Ebene beim Verschieben des Planspiegels die Intensitätswechsel der Stehenden Welle in beiden Ebenen mit einer Phasenverschiebung von  $90^\circ$  stattfinden. Verleiht man den fiktiven Ebenen, wie oben bereits angedeutet, teilweise transparente und photoelektrische aktive Eigenschaften, dann werden die für die Durchführung des Inkrementalverfahrens erforderlichen sin/cos-Signale erzeugt.

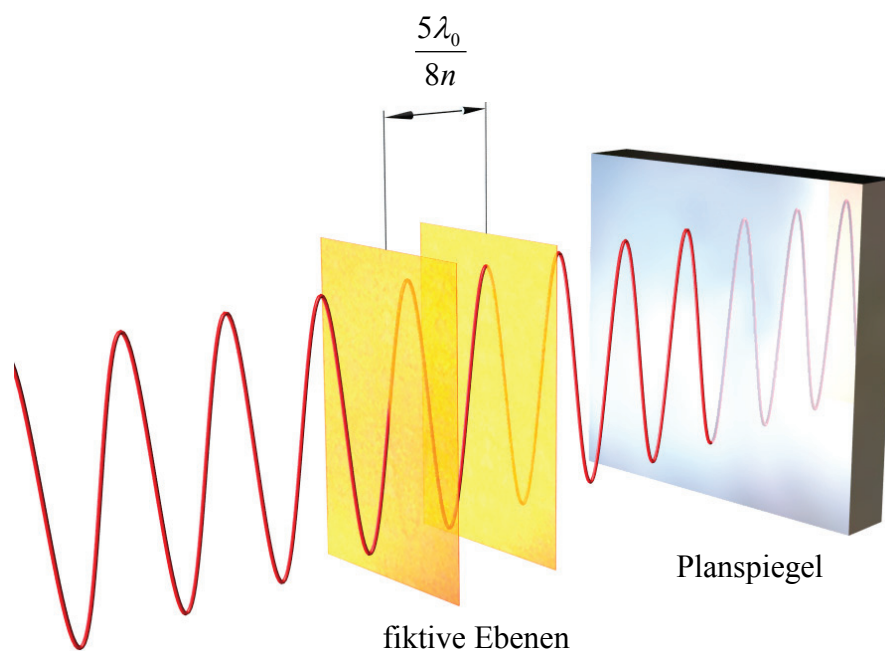


Bild 7. Fiktive Ebenen im Phasenabstand von  $90^\circ$

Die technische Umsetzung des Gedankens der teilweise transparenten und photoelektrisch aktiven Ebene führt zur Entwicklung eines neuen Typs eines Photoempfängers. Dieser Photoempfänger ist dadurch charakterisiert, daß er sowohl teilweise transparent als auch photoelektrisch aktiv sein soll. Im Folgenden wird ein Photosensor mit diesen Eigenschaften als Transparenter Photodetektor bezeichnet. Das Vorhaben, ein Stehende Wellen-Inkrementalinterferometer zur entwickeln, ist physikalisch nur mit einem Transparenten Photodetektor zu realisieren, da eine Stehende Welle nur aus der Interferenz von Strahlen entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung zustande kommt.

Laserresonatoren sind sehr empfindlich in bezug auf Rückreflexe in den Resonator. Derartige Rückreflexe können eine unerwünschte Modulation der Laseremission verursachen. Bei Erzeugung einer optischen Stehenden Welle wird der reflektierte Strahl aufgrund der



Orthogonalitätsbedingung am Planspiegel exakt in den Laserresonator reflektiert. Um dies zu verhindern, muß zwischen den Laser und das Stehende-Wellen-Interferometer ein optischer Isolator eingeschaltet werden. Der optische Isolator stellt ein Lichtventil dar, indem er das Licht nur in einer Richtung hindurchläßt und in der entgegengesetzten Richtung sperrt.

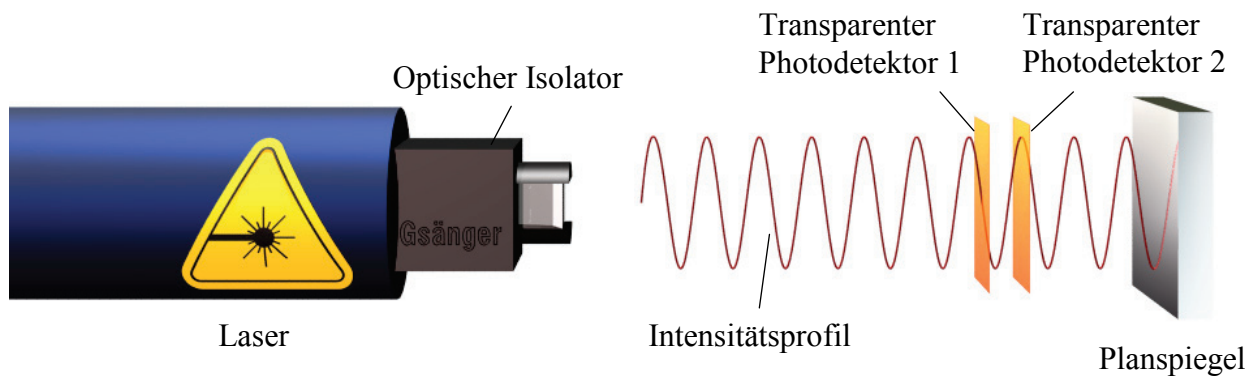


Bild 8. Grundprinzip eines Stehende-Wellen-Inkrementalinterferometers

Bild 8 zeigt das Grundprinzip eines Stehende-Wellen-Inkrementalinterferometers auf der Grundlage des bisher Gesagten. Als Strahlquelle wird ein He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 633 \text{ nm}$  verwendet. Der optische Isolator verhindert die Wechselwirkung von Rückreflexen der optischen Anordnung mit dem Laserresonator. Im Intensitätsprofil der stehenden Welle befinden sich zwei Transparente Photodetektoren mit einer gegenseitigen Phasendifferenz von  $\varphi = k\lambda_0/8n$  ( $k$  - ungerade). Jeder Transparente Photodetektor detektiert die an seinem Ort vorhandene Intensität der stehenden Welle. Bei Parallelverschiebung des Planspiegels durchwandern die Intensitätsmaxima und -minima beide Photodetektoren und erzeugen zwei orthogonale photoelektrische Signale. Damit sind die Voraussetzungen für ein Stehende-Wellen-Inkrementalinterferometer geschaffen.

Im Vergleich zu den bekannten Interferometern ergeben sich folgende wesentliche Unterschiede:

- die Interferenz wird durch die Überlagerung von Strahlen entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung erzeugt,
- es ist keine Strahlteilung erforderlich; die Trennung von Meß- und Referenzarm entfällt,

- die Anordnung aller Interferometerkomponenten erfolgt auf einer Geraden,
- die photoelektrische Signalgewinnung ist nur mit einem teilweise transparenten und photoelektrisch aktiven Bauelement möglich.

Konzeptionell sind die geometrischen Abmessungen eines Stehende Wellen-Inkrementalinterferometers auf den Laserstrahl an sich reduziert. Diese Merkmale zeigen die Vorteile gegenüber den bekannten Interferometern, die auf der Interferenz von Strahlen gleicher Ausbreitungsrichtung beruhen. Die vorliegende Arbeit stellt sich das Ziel, diesen Vorteil bei der technischen Realisierung aufrechtzuerhalten. Aufgrund dieser Eigenschaften ist zu erwarten, daß ein Stehende-Wellen-Interferometer ein neues Anwendungsspektrum für die interferometrische Inkrementalmeßtechnik erschließt.

## 2.4 Grundsätzliche technische Anforderungen an den Transparenten Photodetektor

### 2.4.1 Schichtmaterialien

Bisher war der Aufbau eines Stehende Wellen-Interferometers lediglich konzeptionell betrachtet worden. Beim Übergang zur technischen Realisierung stellt sich sofort die Frage, welche Materialien zur Herstellung eines Transparenten Photodetektors geeignet sind. Bei der Auswahl des passenden Halbleiters ist besonders auf eine ausreichende Photoempfindlichkeit bei der vorgegebenen Wellenlänge und auf die Möglichkeit zu seiner technischen Realisierung zu achten. Eine weitere Bedingung besteht darin, daß die photoaktive Schicht einerseits für die Ausbildung der stehenden Wellen ausreichend transparent sein muss und andererseits der im transparenten Detektor erzeugte Photostrom trotz der geringen Schichtdicke der lichtempfindlichen Schicht zu einem technisch sicher auswertbaren Signal konditioniert werden kann. Von allen bisher für photoelektrische Anwendungen untersuchten und den oben genannten Bedingungen genügenden Materialien ist amorphes Silizium (a-Si:H) für diese Aufgabe am besten geeignet.

Amorphes Silizium kann in einem Niedertemperaturprozeß (Depositionstemperatur 200 - 300°C) mittels plasmaunterstützter Glimmentladung (PECVD plasma enhanced chemical vapor deposition) großflächig und kostengünstig auf den unterschiedlichsten Materialien wie beispielsweise Glas und transparenten leitfähigen Oxiden (TCO- Transparent Conductive

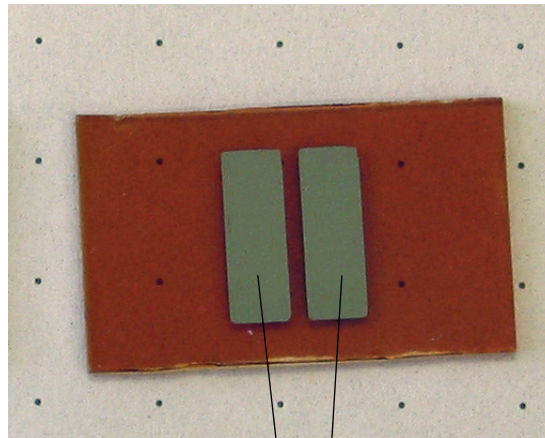
Oxide) hergestellt werden. Die TCO-Schichten werden hierbei als Kontaktschichten eingesetzt. Amorphes Silizium kann aber auch auf Metall oder Kunststofffolien aufgebracht werden. Bei der Herstellung der Schichten aus a-Si:H wird das Depositionsgas Silan ( $\text{SiH}_4$ ) in einem Plattenreaktor durch ein Plasma zersetzt. Für die Herstellung von n- und p- dotierten Schichten wird dem Depositionsgas Silan Phospin oder Trimethylbor entsprechend beigegeben. Durch gezielte Steuerung der Prozeßparameter während der Herstellung ist es möglich, sehr dünne Schichtsysteme herzustellen. Neben Schichten aus amorphem Silizium lassen sich auch mikrokristalline Schichten mittels plasmaunterstützter Glimmentladung herstellen. Diese können ebenfalls als Absorbermaterial eingesetzt werden. Mikrokristallines Material zeichnet sich im Gegensatz zu amorphem Silizium durch eine geringere Absorption im sichtbaren Bereich des Lichts und eine höhere Beweglichkeit der Ladungsträger aus. Damit steht ein Material zur Verfügung, welches im Hinblick auf eine hohe Verfahrensgeschwindigkeit Vorteile bietet [27].

Neben amorphem Silizium eignet sich auch amorpher Siliziumkohlenstoff (a-SiC:H) als Absorbermaterial für den Transparenten-Photodetektor. Die photoelektrischen Schichten aus a-SiC:H werden in gleicher Weise in der PECVD Vakuumkammer hergestellt. Im Vergleich zu amorphem Silizium besitzt dieser Halbleiter eine geringere Photoempfindlichkeit bei 633 nm Wellenlänge. Aufgrund seiner relativ niedrigen optischen Konstanten eignet sich amorpher Siliziumkohlenstoff jedoch hervorragend zur Verbesserung der optischen Eigenschaften des Detektors und zeigt besseres dynamisches Verhalten bei der gleichen Absorberschichtdicke.

#### 2.4.2. Transparenter Photowiderstand

Eines der einfachsten Detektorkonzepte ist ein Photowiderstand. Der Photowiderstand stellt einen lichtabhängigen Halbleiter-Widerstand dar. Beim Lichteinfall werden im Bauelement die Kristallbindungen aufgelöst und die dadurch entstehenden freien Ladungsträger führen zur Verringerung des Widerstandes.

Im Bild 9 ist ein im Forschungszentrum Jülich hergestellter transparenter Photowiderstand dargestellt. Auf dem Glassubstrat wurde eine ca. 119 nm dicke a-Si:H-Schichten aufgedampft. Zur Kontaktierung wurden zwei Al-Kontakte auf die Halbleiteroberfläche aufgebracht. Der Spalt zwischen den Kontakten ist größer als der Durchmesser des Laserstrahls, um Beugung des Lichtes zu vermeiden. Durch Anlegen einer äußeren Spannung an die Al-Kontakte entsteht ein elektrisches Feld.



Al-Kontakte

Bild 9. Transparenter Photowiderstand

Die photoelektrische Wirkung im Transparenten Photodetektor bildet sich quer zur Richtung der stehenden Welle aus und die stehende Welle durchsetzt die photoaktive Schicht symmetrisch zwischen den Kontakten. Da der Abstand zwischen den Kontakten ziemlich groß ist, muss die angelegte Spannung sehr hoch sein, um eine hinreichende Photoempfindlichkeit zu gewährleisten. Außerdem zeigen Photowiderstände sehr schlechte dynamische Eigenschaften. Die Grenzfrequenz der Photowiderstände ist von der Größe der angelegten Spannung abhängig. Erst beim Anlegen einer Spannung von ca. 200V wurde eine Grenzfrequenz von ca. 80KHz erreicht.

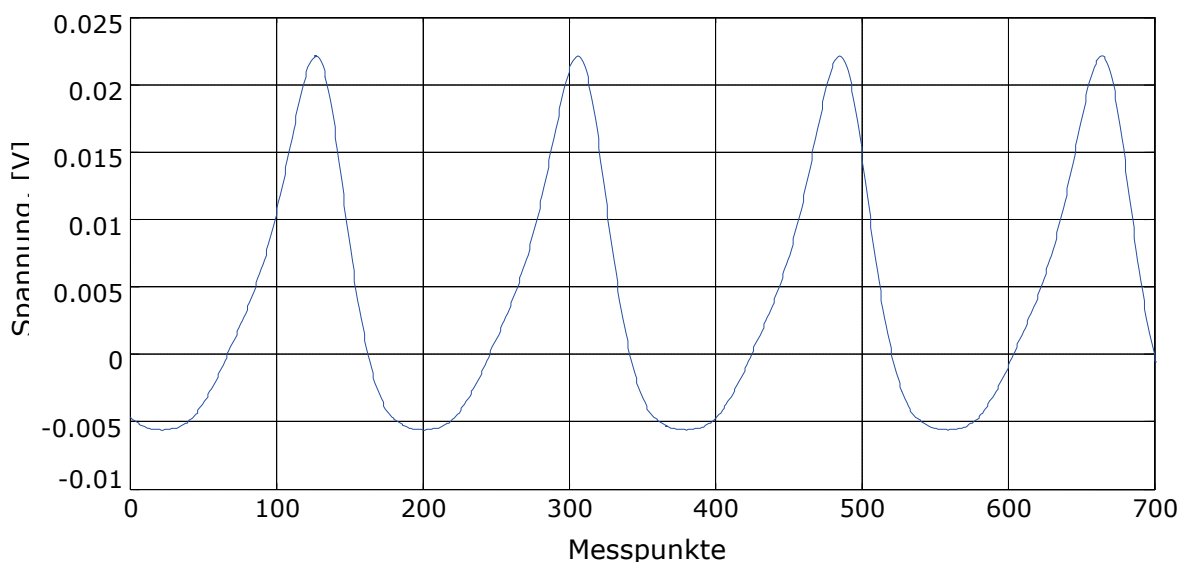


Bild 10. Aufgenommenes mit Photowiderstand Interferenzsignal

Ein in der stehenden Welle mit dem Photowiderstand aufgenommenes Signal ist im Bild 10 dargestellt. An den 119 nm dicken Photowiderstand wurde eine Bias-Spannung von ca. -200V

angelegt. Das im AC-Modus aufgenommen Signal weist sehr schmale Intensitätsmaxima auf. Um den Anteil der Vielstrahlinterferenzen zu reduzieren, soll den Transparenten Detektor entspiegelt werden. Damit wird jedoch das Detektorkonzept komplizierter und wesentliche Nachteile des Photowiderstandes, wie die niedrige Empfindlichkeit, das Anlegen großer Bias-Spannung und schlechte dynamische Eigenschaften, werden damit nicht beseitigt.

### 2.4.3. Transparente pin-Diode

Ein weiteres Detektorkonzept für die Entwicklung eines Transparenten Photodetektors ist eine pin-Diode. Bild 11 zeigt den Aufbau einer transparenten pin-Diode. Auf einem Glassubstrat werden nacheinander eine transparente leitende TCO-Schicht (Transparent Conductive Oxide) aus ZnO als Frontkontakt, eine dünne nip-Schichtfolge aus a-Si:H und eine zweite TCO-Schicht als Rückkontakt aufgebracht. Zwischen den p- und n- dotierten Schichten befindet sich eine undotierte intrinsische i-Schicht. Die optimale Dicke der i-Schicht für a-Si:H beträgt ca. 40nm und wird im Kapitel 3.1 erläutert. Die Gesamtdicke der a-Si:H-Schichten soll  $\lambda_0/(2n_{a-Si:H})$  betragen, um maximale Transmission bzw. minimale Reflexion zu erreichen. Da die Brechzahl des ZnO etwa gleich der Wurzel der Brechzahl des a-Si:H ist, wurde die Dicke der Kontaktschichten zur Verminderung der Reflexionsverluste auf das Viertel der He-Ne-Laserswellenlänge in ZnO festgelegt und sind für den Front- und Rückkontakt jeweils ca. 80nm.

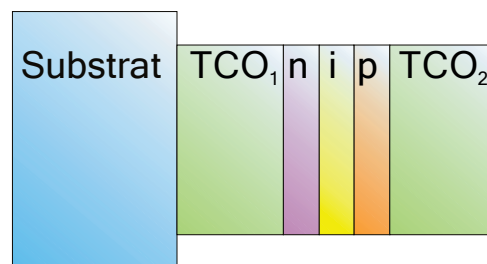


Bild 11. Transparente pin-Diode

Bei der Absorption eines Photons in einem Halbleiter kann die absorbierte Energie dazu genutzt werden, um die Ladungsträger vom Valenzband in das höherenergetische Leitungsband anzuheben. Damit entsteht im Leitungsband ein freies Elektron und im Valenzband ein Elektronen-Loch. Die Generation von freien Ladungsträgern im Halbleiter kann nur dann erfolgen, wenn die Energie des einfallenden Photons größer ist als die Differenz zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband (Bandlücke). Die Bandlückenenergie ist eine materialspezifische Größe und beträgt für Silizium 1,12 eV, für

amorphes Silizium 1,75 eV und für amorphen Siliziumkohlenstoff ca 2 eV. Die Energie des Photons ergibt sich aus

$$E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}, \quad (10)$$

wobei  $h$  die Plank'sche Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  die Wellenlänge sind. Ist die absorbierte Energie größer als die Bandlückenenergie, generiert ein Photon ein Ladungsträgerpaar, wobei die überschüssige Energie in Wärme umgewandelt wird und damit für die Generation von weiteren freien Ladungsträgern verloren ist.

Die in der i-Schicht erzeugten Ladungsträger werden durch das elektrische Feld getrennt, das infolge der Ladungsträgerdiffusion in den p- und n- dotierten Schichten entsteht. Die Ausrichtung des elektrischen Feldes ist so, dass die in der i-Schicht generierten Elektronenlöcher zum Rand der p-Schicht und die Elektronen zur n-Schicht wandern. Im offenen Stromkreis entsteht eine Leerlaufspannung. Wird der äußere Kreis geschlossen, so fließt ein Photostrom. Die Dichte der erzeugten Ladungsträger und damit die Größe des Photostroms ist proportional der Photonendichte. Ladungsträgerpaare, die in den dotierten Schichten generiert werden, haben eine sehr kurze Lebensdauer infolge der dort herrschenden hohen Defektdichte, so dass sie sofort wieder rekombinieren. Daher liefern sie einen vernachlässigbar geringen Beitrag zum Photostrom. Im Gegensatz zu der koplanaren Detektorkonfiguration (Photowiderstand) wirkt sich das elektrische Feld in der transparenten pin-Diode in der gleichen Richtung aus, in der sich die stehende Welle ausbreitet.

Die Photodiode wandelt die Lichtenergie in elektrische Energie um. Die Lichtempfindlichkeit der Photodiode ist von der Energie der Photonen und somit von der Wellenlänge des Lichts abhängig. Mit abnehmender Frequenz wird die absorbierte Energie immer niedriger. Die obere Grenzwellenlänge für amorphes Silizium beträgt ca. 750 nm. Andererseits sinkt mit zunehmender Frequenz aber die Lichtempfindlichkeit, weil die Eindringtiefe für kurzwelliges Licht gering ist. Kennzeichnend für diese Vorgänge ist die Quanteneffizienz, die man als Maßstab der Effizienz der Umsetzung einer einfallenden Strahlung in generierte freie Ladungsträger bezeichnet. Der Quanteneffizienz wird in Prozent angegeben.

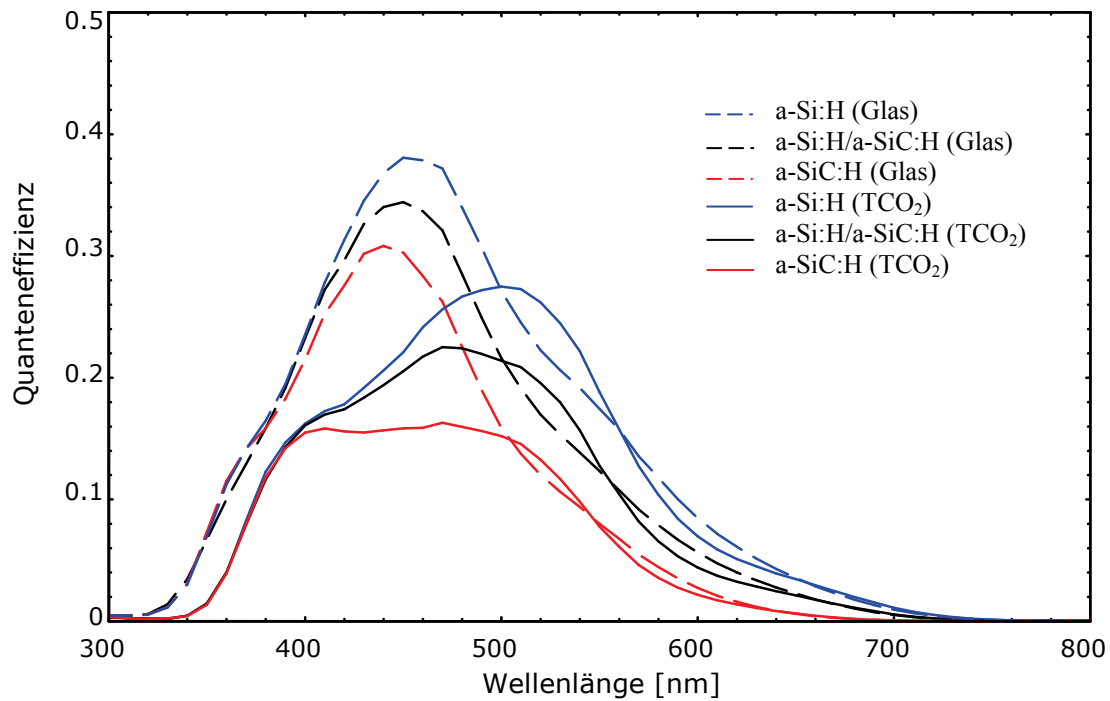


Bild 12. Quanteneffizienz der transparenten pin-Dioden mit den verschiedenen Absorbermaterialien

Im Bild 12 sind die gemessenen Quanteneffizienzen von drei transparenten pin-Dioden bei Bestrahlung von der Glasseite (gestrichelte Linien) und von der TCO<sub>2</sub>-Seite (durchgezogene Linien) dargestellt. Die Dicke des nip-Stapels der Proben beträgt ca.  $\frac{\lambda_0}{2n}$ , dabei beträgt die Dicke der n-Schichten ca. 20 nm und die der p-Schichten ca. 40 nm. Die intrinsischen Schichten wurden aus amorphem Silizium (blau), aus amorphem Siliziumkohlenstoff (rot) und im dritten Fall (schwarz) aus beiden Materialien (15 nm a-Si:H und 15 nm a-SiC:H) mit Schichtdicken von jeweils ca. 30 nm hergestellt [29].

Aufgrund der größeren Absorptionskonstante des a-Si:H ist die Quanteneffizienz der transparenten Dioden aus a-Si:H deutlich größer als die der Dioden aus a-SiC:H. Bei  $\lambda = 633$  nm sind die Quanteneffizienzen bei Bestrahlung von der Glas- und der TCO<sub>2</sub>-Seite fast gleich und betragen ca. 0.01 für a-SiC:H, ca. 0.047 für a-SiH und ca. 0.03 für die Kombination aus 15 nm a-SiC:H und 15 nm a-Si:H.

Häufig wird die Photoempfindlichkeit  $S$  der Dioden angegeben. Sie ergibt sich aus dem Quotienten des generierten Photostroms  $i_{\text{photo}}$  und der Strahlungsleistung  $P$

$$S_{ph} = \frac{i_{photo}}{P} = \frac{q\eta}{E_{ph}} = \eta \frac{\lambda}{1.24 \mu m} \left[ \frac{A}{W} \right] \quad (11)$$

wobei  $q$  die Elementarladung,  $\eta$  die Quanteneffizienz,  $E_{ph}$  die Energie eines Photons und  $\lambda$  die Wellenlänge ist. Somit beträgt die Empfindlichkeit der transparenten pin-Dioden bei einer Dicke der i-Schicht von 30nm und für  $\lambda = 633$  jeweils

$$5 \frac{\mu A}{mW} \text{ für a-SiC:H,}$$

$$15 \frac{\mu A}{mW} \text{ für a-SiC:H /a-Si:H und}$$

$$24 \frac{\mu A}{mW} \text{ für a-Si:H.}$$

Der gesamte Diodenstrom  $i_{diode}$  setzt sich aus dem Photostrom und dem Dunkelstrom der Photodiode zusammen.

$$i_{diode} = i_0 (e^{\frac{qU}{mkT}} - 1) - i_{photo}(\Phi), \quad (12)$$

wobei  $i_0$  Sättigungssperrstrom,  $q$  Elementarladung,  $k$  Boltzmannkonstante,  $m$  ein Emmisionskoeffizient von etwa 1...2,  $T$  absolute Temperatur und  $\Phi$  Photonendichte sind [30]. Im folgenden Bild (Bild 13) ist der gemessene Verlauf des Photostroms der transparenten pin-Diode für verschiedene Strahlungsleistungen dargestellt.

Die blaue Kurve zeigt die Dunkelkennlinie. Durch eine Vergrößerung der Strahlungsleistung nimmt der Photostrom proportional zu. Die magenta und rote Kennlinie wurden bei einer Strahlungsleistung von 1 mW bzw. 2 mW aufgenommen. Die I-U-Kennlinie der Photodiode zeigt drei charakteristische Bereiche, aus denen wiederum drei spezifische Betriebsarten für Photodioden abgeleitet werden können. Diese Bereiche sind: Sperrspannungsbereich (grau), Kurzschlussbereich (grün) und Photovoltaikbereich (gelb). Im Photovoltaikbereich wird ein Lastwiderstand an die Photodiode angeschlossen, der wesentlich größer ist als der Diodenwiderstand.



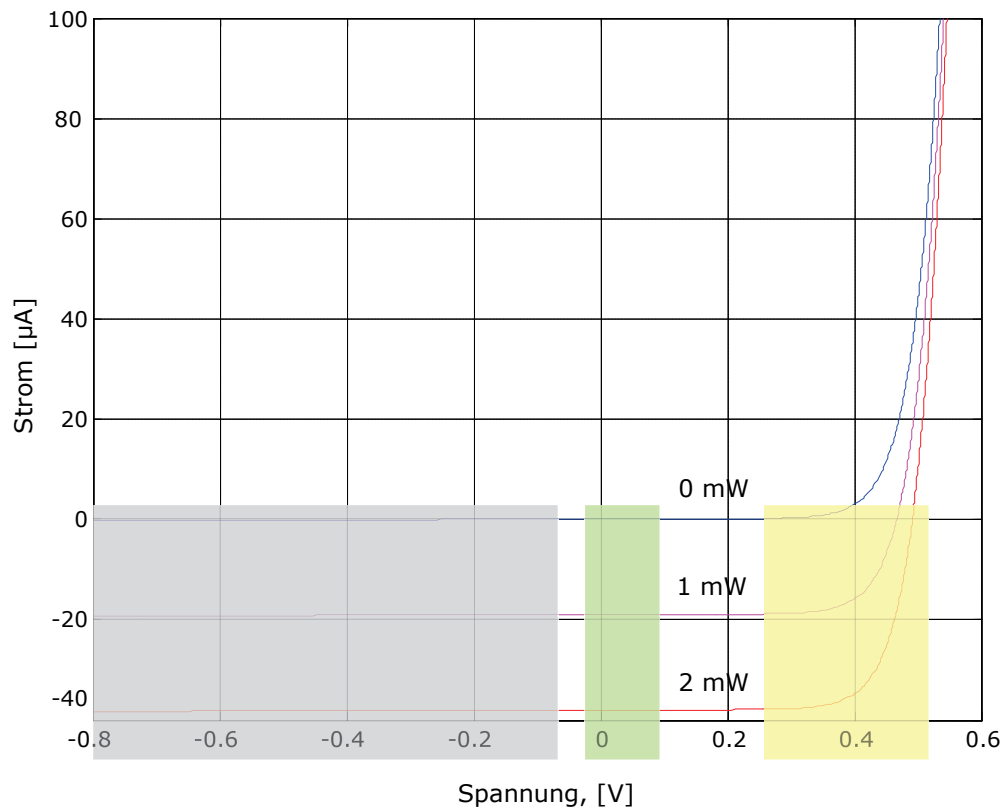


Bild 13. Diodenkennlinie bei verschiedenen Strahlungsleistungen

Im Photovoltaikbereich fließt der Photostrom durch den Diodenwiderstand, weil der angeschlossene Lastwiderstand größer ist als der Diodenwiderstand. Es entsteht eine Durchlassspannung und der Wert des differentiellen Widerstandes sinkt exponentiell mit der steigenden Strahlungsleistung. Die photogenerierte Spannung hat eine logarithmische Abhängigkeit von der einfallenden Strahlungsleistung. Dadurch werden Photodioden für Detektoranwendungen entweder im Kurzschluss- oder im Sperrspannungsbereich betrieben, wo der generierte Photostrom eine lineare Abhängigkeit von der Strahlungsleistung hat.

Die transparente pin-Diode wird im Kurzschlussbereich betrieben. Der generierte Photostrom wird mit einem Strom-Spannungswandler (Bild 14) verstärkt. Diese Schaltung wurde deshalb gewählt, weil fast der gesamte Photostrom durch den Rückkopplungswiderstand  $R_f$  des Operationsverstärkers fließt, ohne eine Spannung über der Diode zu erzeugen. Daher bleibt der differentielle Widerstand der Diode konstant und die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers  $U_a$  ist linear von der Strahlungsleistung abhängig.

$$U_a = -R_f i_{photo} \quad (13)$$

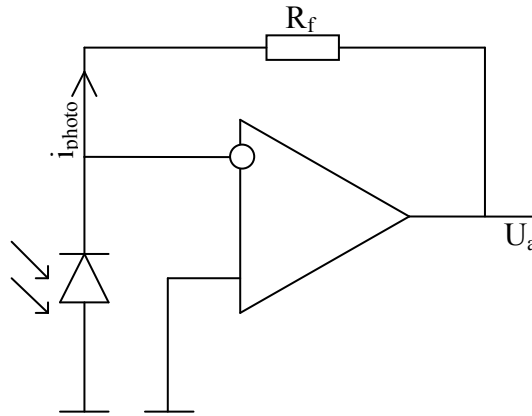


Bild 14. Strom-Spannungswandler

In der Praxis werden viele Photodioden mit einer Sperrspannung betrieben, um die Kapazität des pn-Überganges zu verkleinern. In diesem Bereich der I-U-Kennlinie bleibt der differentielle Widerstand der Diode konstant, so dass die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers von der Strahlungsleistung linear abhängig ist. Im Falle der transparenten pin-Diode sind p- und n-dotierte Schichten jedoch so dünn, dass die Kapazität der Diode beim Anlegen einer Sperrspannung nur unwesentlich verringert wird.

Die lineare Abhängigkeit des Photostroms von der Strahlungsleistung im Kurzschlussbereich zeigt Bild 15. Die Strahlungsleistung eines He-Ne-Lasers wurde mit einem Graufilter stufenweise mit einer Schrittweite von 0,3mW eingestellt und der generierte Photostrom wurde aus der Ausgangsspannung des Operationsverstärkers berechnet. Die gemessenen Kennlinien sind sehr gut linear. Für transparente Dioden mit einer 30 nm dicken i-Schicht aus a-Si:H liegt der Anstieg im Bereich zwischen  $19 \frac{\mu A}{mW} \dots 25 \frac{\mu A}{mW}$ . Diese Werte stimmen mit der Empfindlichkeit von  $24 \frac{\mu A}{mW}$  gut überein, die aus der Quanteneffizienz berechnet wurden. Die relativ große Streuung der Empfindlichkeitswerte ist auf die Abweichungen von der i-Schichtdicke von 30 nm zurückzuführen.

Bei der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle in z-Richtung in einer Halbleiterschicht ist der Verlauf der Intensität gegeben durch

$$I(z) = (1 - R)I_0 e^{-\alpha z} = (1 - R)I_0 e^{-\frac{4\pi\kappa}{\lambda} z} \quad (14)$$

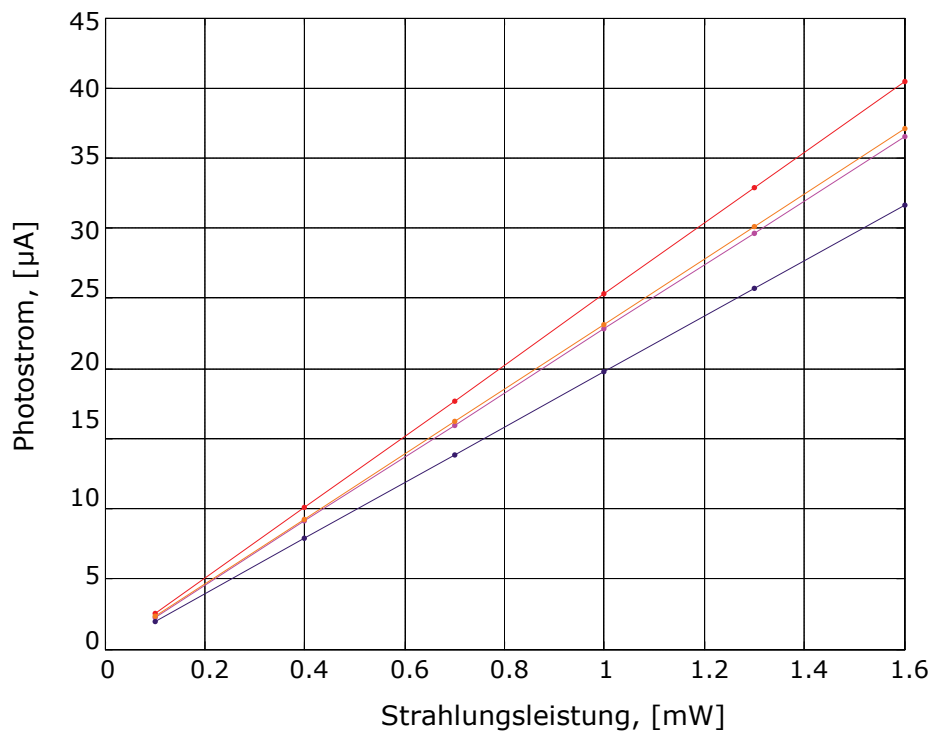


Bild 15. Abhängigkeit des generierten Photostromes von der Strahlungsleistung

Dabei ist  $\kappa$  die Absorptionskonstante des Halbleitersmaterials und stellt in der komplexen Brechzahl  $N$  des Materials

$$N = n + i\kappa \quad (15)$$

den komplexen Anteil dar,  $I_0$  ist die einfallende Intensität und  $R$  ist die Reflexion, die immer an der Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit unterschiedlichen Brechzahlen  $N_1$  und  $N_2$  entsteht. Für orthogonalen Strahleinfall ergibt sich

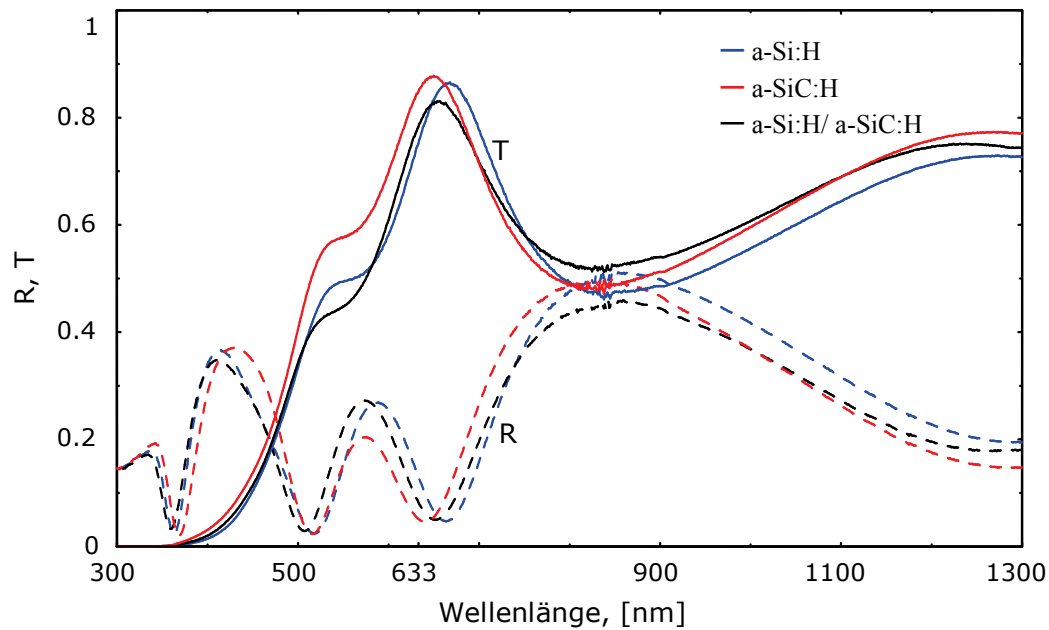
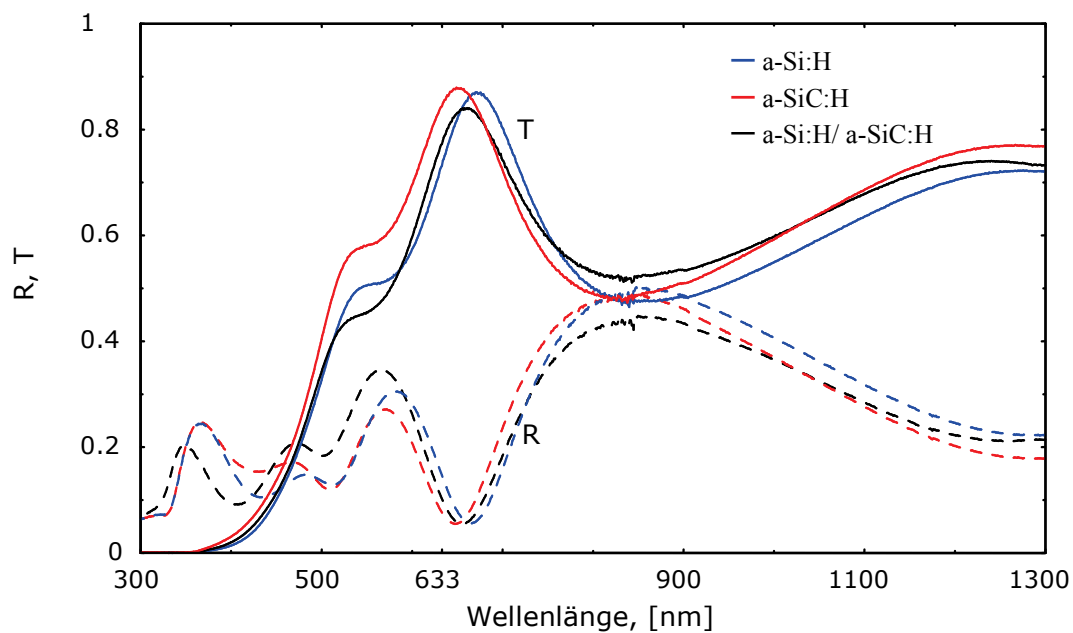
$$R = \left( \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \right) \left( \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \right)^* \quad (16)$$

Da nur die in die i-Schicht eindringenden Photonen zum Photostrom beitragen, ist die Empfindlichkeit bzw. der Anstieg der Kennlinie von der Absorptionskonstante, der Dicke der photoaktiven Schicht sowie vom Reflexionsvermögen des Detektors abhängig. Bild 16a zeigt die gemessene Reflexion (gestrichelte Linien) und die Transmission (durchgezogene Linien) von drei  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)\text{-}\lambda/2(\text{nip})\text{-}3\lambda/4(\text{TCO}_2)$ -Photodioden mit verschiedenen Absorbermaterialien (a-Si:H-blau, a-SiC:H-rot, a-Si:H/a-SiC:H-schwarz) bei Bestrahlung

von der  $\text{TCO}_2$ -Seite. Im Bild (Bild 16b) sind Reflexion und Transmission der transparenten Dioden bei Bestrahlung von der Glasseite dargestellt.

Die Transmission bleibt für beide Bestrahlungsrichtungen unveränderlich [35]. Die schmalen Reflexionsminima werden durch die relativ dicken  $\text{TCO}_1$ - und  $\text{TCO}_2$ -Schichten von jeweils  $3\lambda/4$  verursacht. In beiden Fällen liegt das Reflexionsminimum des transparenten Detektors aus a-SiC:H nahe bei 633 nm Wellenlänge und die Reflexion beträgt ca. 0.05 und 0.07 für Bestrahlung von der  $\text{TCO}_2$ - bzw. von der Glasseite. Die nahezu optimale Lage des Reflexionsminimums und das geringe Absorptionsvermögen führen zu den hohen Transmissionswerten von ca. 0.84. Das Reflexionsminimum der Dioden mit der i-Schichtkombination a-Si:H/a-SiC:H (schwarz) ist etwas nach rechts von 633nm verschoben. Da das Minimum ziemlich schmal ist, verursacht diese geringe Verschiebung bei  $\lambda = 633$  nm eine deutlich größere Reflexion von ca. 0.08 und im zweiten Bild von ca. 0.1. Die Transmission dieser Dioden erreicht ca. 0.77 bei 633nm. Bei den transparenten Dioden mit der i-Schicht aus reinem a-Si:H ist das Reflexionsminimum (blau) noch weiter nach rechts verschoben. Die Reflexion beträgt ca. 0.13 bei Bestrahlung von der  $\text{TCO}_2$ -Seite und ca. 0.15 bei Bestrahlung von der Glasseite. Die Transmission von ca. 0.72 hat den niedrigsten Wert in diesem Fall. Die Verschiebung des Reflexionsminimums ist durch Herstellungsfehler verursacht.

Im idealen Fall sollte der Detektor frei sein von Reflexion und die Absorption sollte ausschließlich in der photoaktiven Schicht stattfinden. Nach dem Verlauf der Transmission, der Reflexion und der Quanteneffizienz bei 633 nm für  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)$ - $\lambda/2(\text{nip})$ - $3\lambda/4(\text{TCO}_2)$ -Photodioden folgt, dass ca. 0.05 ... 0.15 der Strahlungsleistung reflektiert werden und ein Anteil von ca. 0.72 ... 0.84 die transparente pin-Diode passiert. Bei Dioden aus reinem a-SiC:H tragen ca. 0.01 der Strahlungsleistung, bei Dioden aus a-SiC:H/a-Si:H ca. 0.03 und bei Dioden aus reinem a-Si:H ca. 0.05 der Strahlungsleistung zur Generierung des Photostromes bei. Der übrigbleibende Anteil wird überwiegend in den dotierten und teilweise in den  $\text{TCO}$ -Schichten absorbiert und gestreut. Transparente Detektoren aus reinem a-Si:H haben die höchste Empfindlichkeit, die bei weiterer Reduzierung der Reflexion durch sorgfältige Kontrolle der Wachstumsraten der einzelnen Schichten beim Herstellungsprozess noch vergrößert werden könnte.

a) Bestrahlung von der TCO<sub>2</sub>-Seite

b) Bestrahlung von der Glas-Seite

Bild 16. Reflexion und Transmission der transparenten pin-Diode

Der infolge der größeren Absorption etwas niedrigere Anteil des hindurchgelassenen Lichtes behindert bzw. beeinflusst die Ausbildung der stehenden Welle nicht merklich. Die Ausbildung der stehenden Welle wurde auch noch beim Einsatz der transparenten Dioden mit wesentlich dickeren photoaktiven Schichten, was wesentlich größere Absorptionsverluste in dieser Schicht bedeutet, beobachtet. Zum Nachteil dieser Dioden gehörte jedoch eine sehr hohe Ausfallrate von über 60%, die bei der Anwendung der TCO-Schichten mit einem

kleineren Anteil vom Al sogar über 70% betrug. Dagegen zeigten transparente pin-Dioden aus härterem a-SiC:H eine Ausfallrate von nur ca 10%, aber die Epfindlichkeit dieser Dioden war fünf Mal kleiner als die der Dioden aus reinem a-Si:H. Durch die Kombination von a-Si:H und a-SiC:H wurde die Ausfallrate unter 20% gebracht, wobei noch eine ausreichende Epfindlichkeit gewährleistet war.

Die Reflexion beeinträchtigt nicht nur die Intensität der interferierenden Strahlen, sondern sie erzeugt auch Vielstrahlinterferenzerscheinungen im Schichtsystem, wie sie als Fabry-Perot-Interferenzen aus dem gebiet der Interferenzen gleicher Ausbreitungsrichtung bekannt sind. Mit steigendem Reflexionsgrad werden die Interferenzmaxima immer schmaler und die Interferenzminima werden breiter (ähnlich wie beim transparenten Photowiderstand Bild 10). Diese nichtsinusförmigen Interferenzprofile bereiten bei der Interpolation der Messsignale Probleme. Das in der Inkrementalmesstechnik am weitesten verbreitete Interpolationsverfahren ist die arctan-Interpolation, das fehlerfreie sin/cos-Signale voraussetzt.

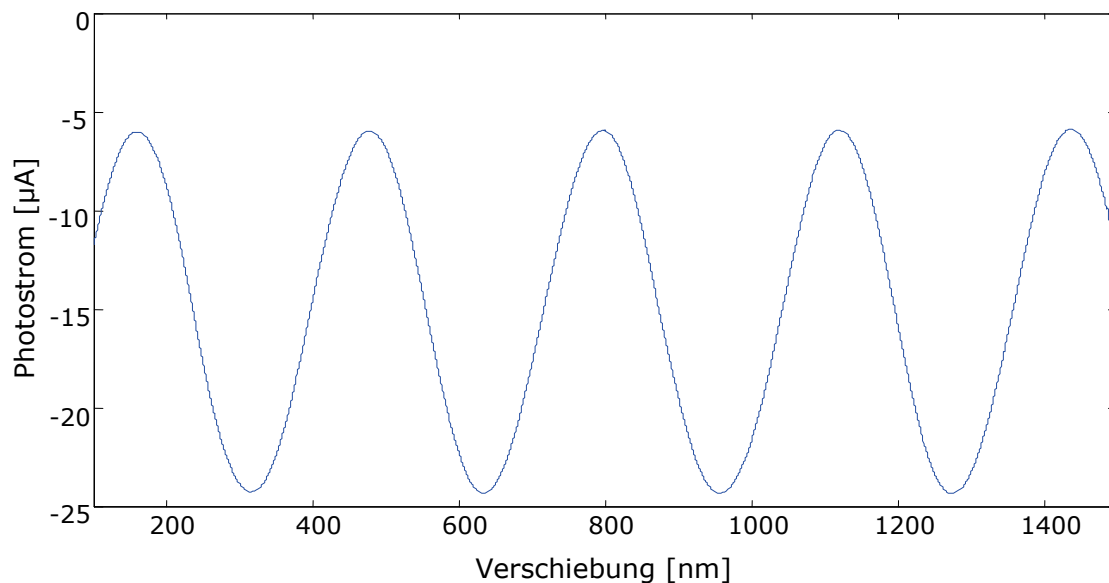


Bild 17. Mit einer transparenten Diode gemessener Photostrom bei der Bewegung des Spiegels.

Das Ziel besteht deshalb darin, die Reflexion des transparenten Detektors vollkommen zu reduzieren, um sinusförmige kontrastreiche Interferenzprofile zu erzeugen. Eine geringe Reflexion und eine lineare Abhängigkeit des Photostroms von der Strahlungsleistung bilden die Grundlage dafür, dass der bei der Bewegung des Spiegels aufgenommene Photostrom ein sinusförmiges Signal aufweist. Im Bild 17 ist ein in der stehenden Welle mit einer transparenten Diode gemessener Photostrom dargestellt. Das Sensorsignal spiegelt das

Intensitätsprofil der stehenden Welle wieder, die den transparenten Detektor bei der Bewegung des Spiegels durchquert.

Ein weiterer wichtiger Parameter des transparenten Detektors ist die Grenzfrequenz, die in erster Hinsicht durch die geometrische Kapazität der pin-Diode und der Serienwiderstand bestimmt wird. Durchgeführte Untersuchungen zur Verbesserung des transienten Verhaltens der transparenten pin-Diode werden im Kapitel 4.2 erklärt. Bei der Mehrzahl der transparenten pin-Dioden liegt die Grenzfrequenz bei ca. 40...100 KHz. Bei einzelnen Proben konnten jedoch eine -3dB Bandbreite bis zu 300 KHz beobachtet werden.

Obwohl die Herstellung der transparenten pin-Dioden im Vergleich zu Photowiderständen wesentlich aufwendiger ist, bietet dieses Detektorkonzept eine Vielzahl von Vorteilen. So zeichnen sich transparente pin-Diode durch exzellente Linearität, geringen Dunkelstrom, hohe Empfindlichkeit, niedrige Reflexionsverluste bzw. hohe Transmission und relativ schnelles transientes Verhalten aus. Die elektrische Feldstärke der stehenden Welle wird durch die transparente pin-Diode im Strahlengang nur unwesentlich gestört, so dass der detektierte Photostrom ein sinusförmiges Profil aufweist. Die größte Herausforderung bei der Herstellung der transparenten pin-Dioden ist die exakte Herstellung der einzelnen Schichten, um unerwünschte Reflexionsverluste zu vermindern.

## 2.5. Transparenter Phasenselektiver Photodetektor

Grundsätzlich könnte die Gewinnung von phasenverschobenen Signalen in der stehenden Welle durch das Einfügen von zwei einzelnen und getrennten transparenten pin-Dioden erreicht werden, was experimentell (Kapitel 5) bewiesen wurde [31, 32]. Obwohl es sich dabei um eine lineare Interferometeranordnung handelt, können minimale räumliche Abmessungen durch die Gestaltung einer getrennten Justage der beiden Photodetektoren orthogonal zur optischen Achse der stehenden Welle und durch laterale Justage der pin-Dioden zu einander nicht erreicht werden. Außerdem ist die Phasenverschiebung aufgrund sich ständig ändernder Umweltparameter zeitlich instabil. Eine deutlich einfachere Realisierung des Stehende-Wellen-Interferometers kann durch die Integration von zwei transparenten pin-Diode in einem Transparenten Phasenselektiven Detektor (TPSD) erreicht werden. Die erforderliche feste Phasenverschiebung von  $90^\circ$  wird durch die Zwischenschichten, die sich zwischen den beiden photoaktiven Schichten befinden, erreicht. Im Bild 18 ist dieser neuartige Detektor dargestellt.

Der TPSD besteht aus zwei entlang der optischen Achse der stehenden Welle angeordneten pin-Dioden. Die  $\text{TCO}_2$ -Schicht ist gemeinsamer Kontakt für beide Photodioden. Die Reihenfolge der Schichten, die Dicke der einzelnen Schichten und die Technologieparameter wurden aus den Erfahrungen bei der Herstellung der einzelnen transparenten pin-Dioden übernommen.

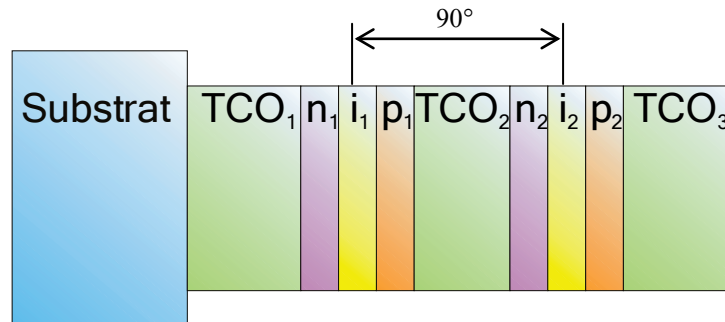


Bild 18. Transparenter Phasenselektiver Detektor

Die Dicke der beiden photoaktiven i-Schichten beträgt ca. 30-40 nm. Um eine hohe Transmission bzw. niedrige Reflexion zu erreichen, wurde eine  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)-\lambda/2(n_1i_1p_1)-\lambda(\text{TCO}_2)-\lambda/2(n_2i_2p_2)-3\lambda/4(\text{TCO}_3)$  Schichtfolge bei der Beschichtung des TPSDs angestrebt. Der Abstand zwischen den i-Schichten setzt sich aus den Schichten  $p_1-\lambda(\text{TCO}_2)-n_2$  zusammen. Da die Schichtdicke  $d_{\text{TCO}_2} = \lambda$  eine Phasenverschiebung von  $0^\circ$  bedeutet, wird die erforderliche  $90^\circ$ -Phasendifferenz durch die Abstimmung der Dicke der  $p_1$ -Schicht erreicht. Die Transmission des TPSDs bei 633 nm ist ca. 0.7 und die Reflexionsverluste liegen knapp über 0.1. Die detaillierte Charakterisierung des TPSDs wird im Kapitel 4.3 beschrieben.

Beide transparente pin-Dioden des TPSDs werden ebenfalls im Kurzschlussbereich betrieben. Im Bild 19 sind die TPSDs Signale, die in der stehenden Welle bei bewegtem Spiegel aufgenommen wurden, als Lissajous-Figur dargestellt. Die Phasendifferenz beträgt in diesem Fall  $58,8^\circ$ . Die Phasendifferenz zwischen den beiden generierten Photoströme wird durch den Abstand zwischen den  $i_1$ - und  $i_2$ -Schichten bestimmt. Die jeweils vorhandene (technologisch bedingte) Phasenlage ist stets konstant und wird auch durch Änderungen der äußeren Umgebung, z. B. Temperatur, nicht beeinflusst, weil der Abstand zwischen den photoaktiven Schichten sehr gering (ca. 300nm) ist.



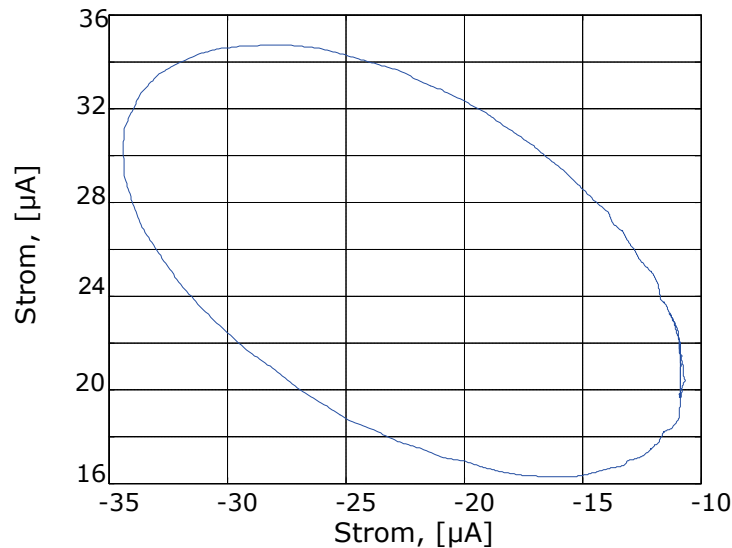


Bild 19. Lissajous-Figur

Bei der Herstellung des TPSDs wurde deutlich, dass der Einhaltung und Kontrolle der Beschichtungsparameter, die für die Wachstumsrate und damit die Dicke der einzelnen Schichten wichtig sind, besondere Bedeutung zukommt, da die Erzielung sehr geringer Reflexionswerte des TPSDs als auch die Phasendifferenz auf der Grundlage der Dicke der Einzelschichten basiert. Aufgrund der Technologieparameter im IPV Jülich betrug die Schichtdickentoleranz für eine Einzelschicht 8%. Auf dieser Grundlage konnte die ideale Phasenlage von  $90^\circ$  nicht eingehalten werden. Da aber die Phasenlage der hergestellten Detektoren unter allen Bedingungen konstant ist, kann die Abweichung von  $90^\circ$  als ein systematischer und damit korrigierbarer Fehler behandelt werden (z. B. Heydemann-Algorithmus) [33].

### 3. Anpassung der optischen Eigenschaften der transparenten pin-Diode

Der transparente Photodetektor ist ein neuartiges Bauelement der Photosensorik. Über technische Anwendungen des Stehende Wellen-Interferenzeffektes, die ein derartiges Bauelement voraussetzen, ist außerhalb der erwähnten Literatur [18-23] nichts bekannt. Da die transparente Photodiode in den interferenzoptischen Strahlengang unmittelbar integriert ist und sich nicht – wie bei den bekannten Interferometern – außerhalb bzw. am Ende des interferometrischen Strahlenganges befindet, kommt der optischen Anpassung dieses Bauelementes an die Bedingungen in der Stehenden Welle eine ganz besondere Bedeutung zu.

Ein Hauptgesichtspunkt bei der optischen Anpassung des transparenten Photodetektors besteht insbesondere darin, dass ein Teil der Strahlung beim Hingang zum Planspiegel im Photodetektor absorbiert wird und die stehende Welle erst in der Wechselwirkung (Interferenz) zwischen einfallender und reflektierter Welle entsteht. Mit anderen Worten, wenn ein Großteil der Intensität  $I_1$  (Gl. 8) der einfallenden Welle bereits im Photosensor absorbiert wird, steht zur Erzeugung der Stehenden Welle für den reflektierten Strahl nur ein entsprechend geringer Intensitätsanteil  $I_2$  zur Verfügung und der Interferenzkontrast wird schwächer ausgeprägt sein als bei gleichen Intensitäten. Einerseits muss sich eine Stehende Welle ausbilden können und andererseits muss eine ausreichende Absorption gewährleistet werden, so dass genügend photogenerierte Ladungsträger zum Stromtransport zur Verfügung stehen. Das sind zwei konkurrierende Anforderungen, zwischen denen ein Optimum zu finden ist.

#### 3.1. Bestimmung der optimalen Dicken der photoaktiven Schicht

Um eine erste Abschätzung der Schichtdicke der photoaktiven Schicht vornehmen zu können, sind im diesen Kapitel später zu behandelnde Fragen des spezifischen Aufbaus des Detektors und der Kontaktierung noch nicht berücksichtigt. Die folgenden Betrachtungen werden ausschließlich auf der Grundlage der Geometrie des Intensitätsprofils in der photoaktiven Schicht mit der Absorptionskonstante  $\kappa$  durchgeführt.

Als Erstes wird eine Abhängigkeit zwischen dem Photostrom  $i$  und der Dicke der photoaktiven Schicht  $d_i$  ermittelt. Falls die Generationsrate in der photoaktiven Schicht

konstant ist und alle photogenerierten Ladungsträger eingesammelt werden können und nicht rekombinieren, ergibt sich der in der photoaktiven Schicht erzeugte Photostrom als Produkt von

$$i(d_i) \approx q \cdot G \cdot d_i, \quad (17)$$

wobei  $q$  die Elementarladung und  $G$  die Generationsrate ist. Bei einer homogenen Generation von Ladungsträgern ergibt sich

$$G = \alpha \cdot \frac{I}{h \cdot f}, \quad (18)$$

wobei  $\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}$ ,  $I$  die Intensität des elektromagnetischen Feldes,  $h$  die Plancksche Konstante und  $f$  die Frequenz des einfallenden Lichts ist [34]. Da die Intensität der Welle im absorbierenden Material längs der Ausbreitungsrichtung gedämpft wird, bleibt die Generationsrate entlang der photoaktiven Schicht nicht konstant. Deshalb wird die Anzahl der photogenerierten Ladungsträger durch die Integration über den Photonenfluss in der photoaktiven Schicht berechnet. Dann ergibt sich für den Photostrom

$$i(d_i) \approx \frac{q \cdot \alpha}{h \cdot f} \cdot \int_0^{d_i} I \cdot dz \quad (19)$$

Die Intensität des elektromagnetischen Feldes in der photoaktiven Schicht wird durch die Intensitäten der einfallenden und der reflektierten Welle bestimmt. Im Bild 20 sind die Intensitäten der beiden Wellen in der photoaktiven Schicht dargestellt. Die einfallende Welle wird durch die Reflexion  $R$  und die Absorption  $e^{-\alpha z}$  abgeschwächt, so dass sich ihre Intensität  $I_1$  an einem Punkt  $z$  entlang der  $z$ -Achse in der photoaktiven Schicht ergibt aus

$$I_1 = (1 - R) \cdot e^{-\alpha z} \cdot I_0 \quad (20)$$

Beim Austritt aus der Schicht hat die einfallende Welle die Intensität  $(1 - R)^2 \cdot e^{-\alpha d_i} \cdot I_0$ . Beim Wiedereintritt der am Planspiegel reflektierten Welle in die photoaktive Schicht wird ein Teil

der Welle an der Schichtgrenze wieder reflektiert und absorbiert. Betrachtet man die Oberfläche des reflektierenden Planspiegels als ideale Spiegelfläche, ergibt sich

$$I_2 = (1-R)^3 \cdot e^{-\alpha(2d_i-z)} \cdot I_0 \quad (21)$$

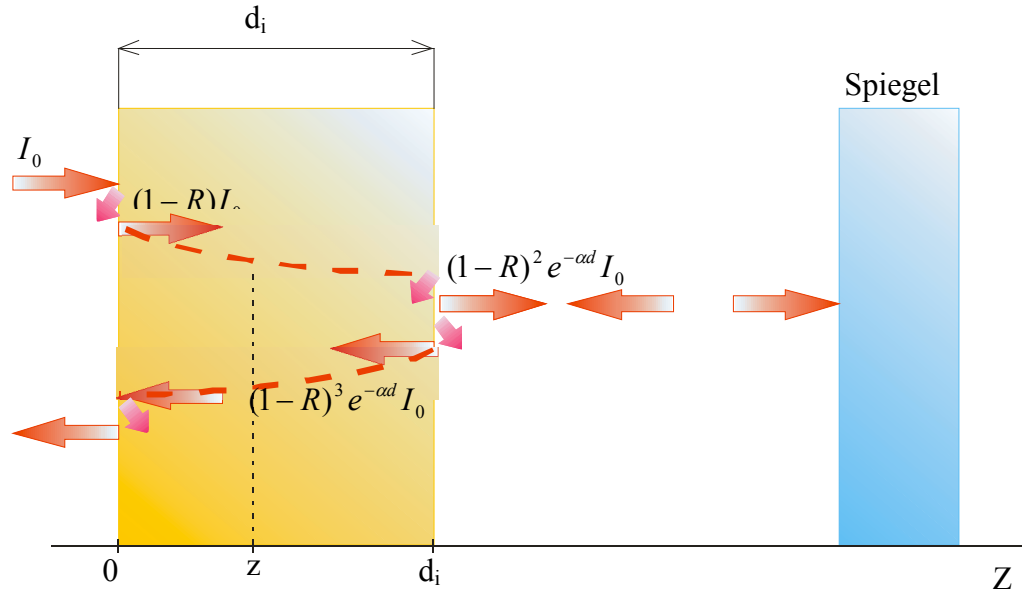


Bild 20. Intensitäten der interferierenden Wellen in der photoaktiven Schicht

Die Intensität ergibt sich aus dem Ansatz (Gl. 8)

$$I = (1-R) \cdot e^{-\alpha z} \cdot I_0 + (1-R)^3 \cdot e^{-\alpha(2d_i-z)} \cdot I_0 + 2 \cdot e^{-\alpha d_i} \cdot (1-R)^2 \cdot I_0 \cdot \cos\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot n \cdot z}{\lambda_0} - \pi\right) \quad (22)$$

Durch Integration nach  $z$  innerhalb der Schichtgrenzen erhält man den Photostrom:

$$\begin{aligned} i(d_i) \approx & \frac{q \cdot \alpha}{h \cdot f} \cdot \left( \frac{1}{\alpha} \cdot (1-R) \cdot (1 - e^{-\alpha d_i}) \cdot I_0 \cdot (1 + (1-R)^2 \cdot e^{-\alpha d_i}) + \right. \\ & \left. + (1-R)^2 \cdot e^{-\alpha d_i} \cdot \frac{\lambda_0}{\pi \cdot n} \cdot I_0 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot d_i}{\lambda_0}\right) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot d_i}{\lambda_0} - \pi\right) \right) \end{aligned} \quad (23)$$

Der Photostrom nach Gl. (23) enthält zwei charakteristische Anteile: einen Gleichanteil und einen von der Position des Spiegels abhängigen Wechselanteil. Mit steigender Dicke  $d_i$  nimmt der Gleichanteil des Photostroms solange zu, bis diejenige Dicke erreicht ist, bei der die gesamte Intensität absorbiert wird. Die Amplitude des Wechselanteils ist durch die Funktion:

$$\frac{4 \cdot q \cdot \kappa}{h \cdot f \cdot n} \cdot (1 - R)^2 \cdot e^{-\alpha d_i} \cdot I_0 \cdot \left| \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot d_i}{\lambda_0}\right) \right| \quad (24)$$

beschrieben. Die Amplitude ist von den Reflexionsverlusten  $R$ , von der Absorptionskonstante  $\kappa$ , von der Dicke der photoaktiven Schicht  $d_i$  und von der Intensität  $I_0$  abhängig. Um eine erste Vorstellung der zu erwartenden Amplitude zu erhalten, wird von einer Brechzahl  $n \approx 4$  und einem imaginären Teil der Brechzahl  $\approx 0,071$  für amorphes Silizium bei 633nm ausgegangen. Der Wert der Reflexionsverluste  $R$  sollte dann für eine einzelne Schicht mit  $n \approx 4$  ca. 0.36 betragen (Gl. 16). Bei den hergestellten pin-Dioden verringern die transparenten Kontakte die Reflexion bis zu 0.1 ... 0.06. So wird in diesem Fall mit einem Wert von  $R = 0.1$  bei der Berechnung der Amplitude ausgegangen.

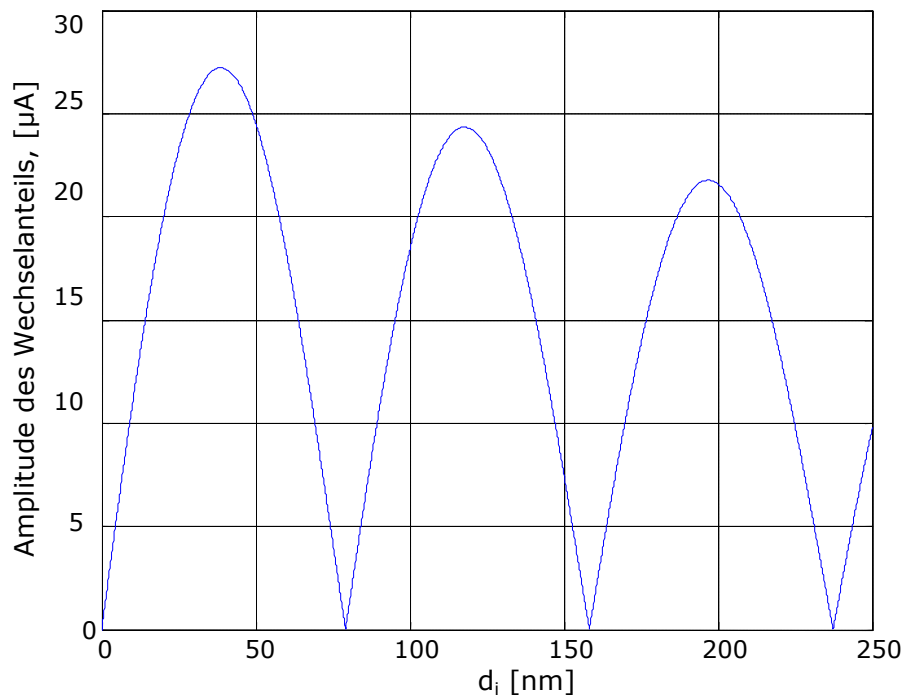


Bild 21. Abhängigkeit der Amplitude des Wechselanteils des Photostroms von der Dicke der photoaktiven Schicht

Die Abhängigkeit des Wechselanteils von der Schichtdicke  $d_i$  bei einer Strahlungsleistung  $I_0 = 1 \text{ mW}$  ist im Bild 21 dargestellt. Der Maximalwert der Amplitude wird für

$$d_i = k \cdot \frac{\lambda_0}{4 \cdot n}, \quad k = 1, 3, 5, \dots \quad (25)$$

erreicht. Der Anteil  $-\alpha d_i$  im Exponenten von Gl. (24) bewirkt, dass der Wechselanteil bei weiterem Anwachsen der Schichtdicke zwischen Null und stetig kleiner werdenden Maximalwerten schwankt und schließlich ganz auf Null zurückgeht. Die Nullstellen des Wechselanteils findet man bei Schichtdicken, die gleich der Periodenlänge der stehenden Welle sind.

$$d_i = k \cdot \frac{\lambda_0}{2 \cdot n}, k = 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

Für  $d_i = 79 \text{ nm}$ ,  $158 \text{ nm}$ ,  $237 \text{ nm}$  werden die Intensitätsperioden nicht registriert. Daraus folgt, dass die maximale Amplitude für Sensoren aus a-Si:H bei Schichtdicken von ca.  $30 \dots 40 \text{ nm}$  erreicht wird. Da die optimale Dicke der photoaktiven Schicht  $d_i \approx \lambda_0/4n$  ist, sind Intensitätsverluste durch Absorption relativ niedrig und betragen für eine  $30 \dots 40 \text{ nm}$  dicke photoaktive Schicht aus a-Si:H entsprechend etwa  $0.04 \dots 0.05$ . Wie später noch gezeigt wird, wurden auch Sensoren mit Schichtdicken von  $d_i \approx 119 \text{ nm}$  und  $d_i \approx 198 \text{ nm}$  entsprechend  $k = 3$  und  $k = 5$  (Gl. 25) hergestellt, um die geometrische Kapazität der Diode zu verringern. Die unterschiedlichen Eigenschaften der Detektoren mit verschiedenen Schichtdicken sind ein spezifisches Kennzeichen für die Detektion einer optischen stehenden Welle.

Die Abhängigkeit des Wechselanteils von der Schichtdicke wurde experimentell untersucht. Dafür wurden Serien von Detektoren mit verschiedenen i-Schichtdicken hergestellt. Um die Reflexions- und Transmissionsbedingungen für alle Detektoren gleich zu halten, wurde die Dicke des gesamten nip-Stapels auf  $\lambda/2$  bzw.  $\lambda$  für dickere Dioden festgelegt. Die Dicke der Kontaktierungsschichten wurde immer gleich gehalten. Auf diese Weise wurden Dioden mit beinahe gleichen TCO<sub>1</sub>-, nip-Cluster und TCO<sub>2</sub>-Schichten hergestellt. Die Dicke der n-Schicht wurde in der Serie immer gleich deponiert, die i-Schichtdicke wurde von Probe zu Probe vergrößert und die p-Schicht wurde so gewählt, dass für den nip-Stapel die optische Dicke von  $\lambda/2$  erfüllt war. Die p-Schicht ist für die Anpassung an die  $\lambda/2$ -Bedingung aufgrund ihrer geringen Absorption gegenüber den beiden anderen Schichten besonders geeignet.

Es wurde ein normierter Parameter K (Kontrast, visibility) eingeführt, um die mit den verschiedenen Strahlungsleistungen durchgeführten Messungen miteinander vergleichen zu können. Dabei wird der Unterschied zwischen den Maxima und den Minima des Photostromes auf die Summe der maximalen und minimalen Werte des Photostroms normiert.

$$K = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} = \frac{4 \cdot \kappa}{n} \cdot \frac{(1-R) \cdot e^{-\alpha d_i} \cdot \left| \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot d_i}{\lambda_0}\right) \right|}{(1 - e^{-\alpha d_i}) \cdot (1 + (1-R)^2 \cdot e^{-\alpha d_i})} \quad (27)$$

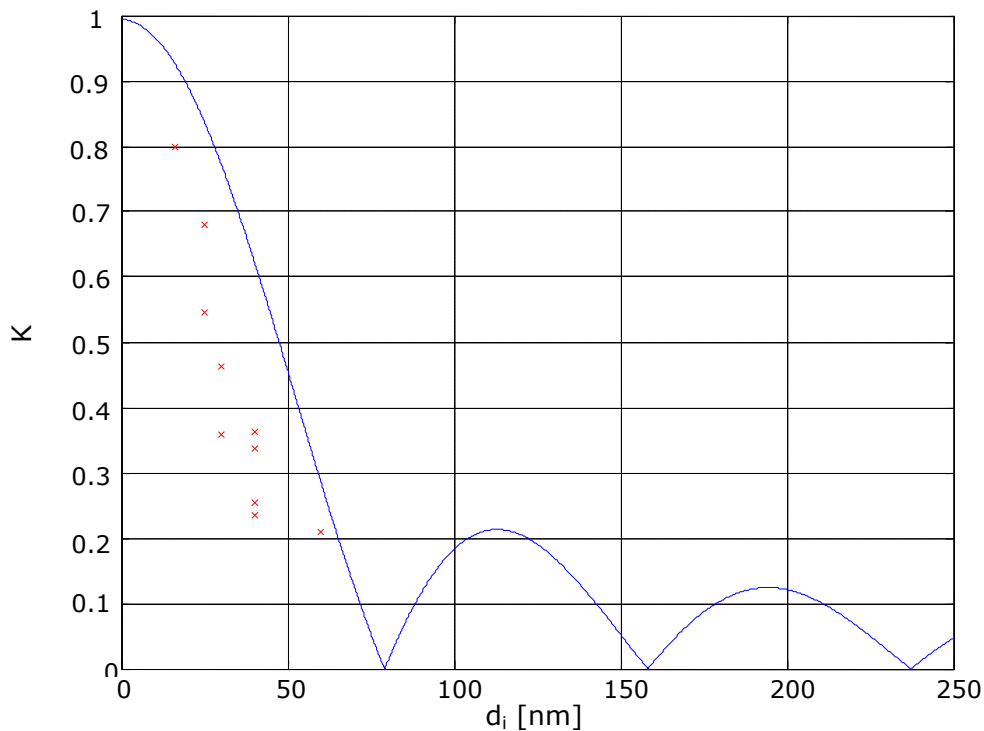


Bild 22. Sichtbarkeit der stehenden Welle

Die blaue Kurve im Bild 22 zeigt den berechneten normierten Parameter  $K$ . Die experimentellen Ergebnisse sind im Bild 22 rot gepunktet dargestellt. Die Sichtbarkeit stellt ein Verhältnis dar zwischen der Amplitude des Wechselanteils und dem Gleichanteil des Photostromes. Die maximale Sichtbarkeit wird bei sehr dünnen Schichten erreicht. Es ist deutlich zu sehen, dass die Sichtbarkeit mit steigender Dicke der photoaktiven Schicht schnell abnimmt. Für  $d_i = 40$  nm, wo die Amplitude des Wechselanteils maximale Werte erreicht, beträgt die berechnete Sichtbarkeit ca. 0.62. Ist die Dicke der photoaktiven Schicht gleich der Periodenlänge, wird nur der Gleichanteil des Photostromes detektiert, d.h. die Sichtbarkeit beträgt 0. Die gemessene Sichtbarkeit liegt immer etwas unter den berechneten Werten, zeigt aber die gleiche Tendenz. Der höchste Wert von 0.8 wurde bei den dünnsten hergestellten transparenten Dioden mit  $d_i = 16$  nm erreicht. Die Abweichung zwischen den berechneten Werten und den Messergebnissen bezieht sich auf die nicht berücksichtigte Vielstrahlinterferenz und auf die Ungenauigkeit der Herstellung der einzelnen Schichtdicken.

Diese Betrachtungen weisen darauf hin, dass reflexionslose Detektoren mit einer Dicke der photoaktiven Schicht von  $d_i \approx \lambda_0/4n$  und mit einer hohen Absorptionskonstante  $\kappa$  die günstigsten Eigenschaften zur Erzielung einer hohen Modulation des Photostroms haben. Auf diese Weise erreicht man mit extrem dünnen photoaktiven Schichten eine hohe Amplitude des Wechselanteils und eine gute Sichtbarkeit der stehenden Welle.

### 3.2. Mathematische Verfahren zur Berechnung der T-, R-Kennlinie

Für die Bestimmung der Transmission und Reflexion in Mehrschichtsystemen wurde nach dem Stand der Literatur [35, 36, 38] eine Vielzahl mathematischer Verfahren entwickelt. Insbesondere wurden mathematische Methoden für Mehrschichtsysteme konzipiert, die aus einer begrenzten Anzahl von parallelen homogenen Schichten bestehen.

Die Auswahl des jeweiligen Verfahrens ist von der jeweils vorliegenden Aufgabe abhängig. Zur Analyse der hergestellten transparenten Detektoren wurde ein Matrizen-Verfahren angewendet. Dieses Verfahren beruht auf der Bestimmung der so genannten charakteristischen Matrix, deren Elemente Aufschluss geben über die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle im Mehrschichtsystem. Andererseits wurde für die Optimierung ein Rekursionsverfahren angewendet, das es gestattet, den Reflexionsgrad des Detektors sehr effizient zu ermitteln. Damit können die in der Optimierung auftretenden Iterationen schneller berechnet werden.

#### Matrizen-Verfahren

Das Matrizen-Verfahren wurde von Abeles entwickelt [35, 36]. Der Ansatz der Matrizen für die Behandlung von Schichtsystemen basiert auf der Forderung, dass die Tangentialkomponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärke an der Grenzfläche stetig sind. Für ein Mehrschichtsystem, das aus parallelen Schichten 1, 2, 3, ..., j, ..., m (Bild 23) besteht, kann man auf dieser Grundlage eine Beziehung zwischen der elektrischen Feldstärke am Übergang von Schicht 0 zu Schicht 1 bis zu der Feldstärke am Übergang von Schicht m zu Schicht m+1 herstellen. Der Ansatz lautet

$$E_0 = S \cdot E_{m+1} \quad (28)$$



$E_0$  ist die elektrische Feldstärke am Übergang von Schicht 0 zu Schicht 1. Die elektrischen Feldstärken an den Schichtgrenzen und in den Schichten werden durch die vorwärts und rückwärts gerichteten Feldkomponenten bestimmt.  $E_0$  wird durch die Spaltenmatrix  $\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix}$  beschrieben.  $E_0^+$ ,  $E_0^-$  sind die komplexen Amplituden der elektrischen Feldstärken für die hin- und rücklaufenden Wellen. Die Vorzeichen + und – zeigen die Ausbreitungsrichtung an. Ähnlich wird die elektrische Feldstärke  $E_{m+1}$  am Übergang von Schicht m zu Schicht m+1 behandelt und es ergibt sich

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{bmatrix} \quad (29)$$

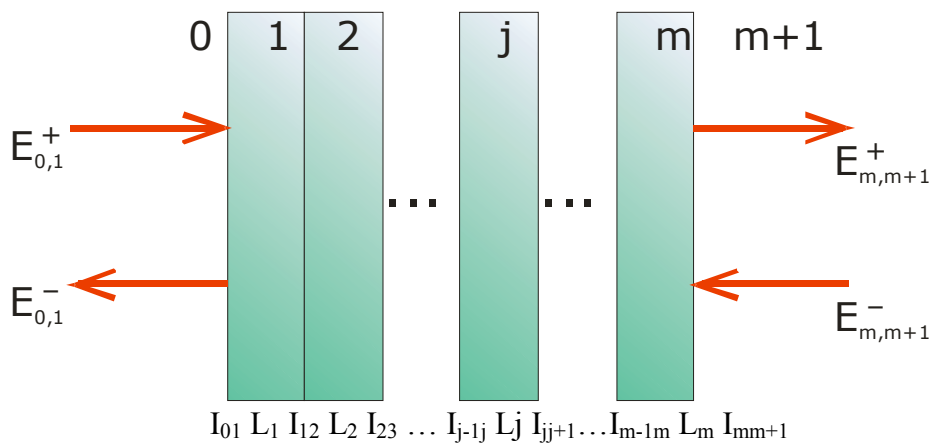


Bild 23. Schematische Darstellung der elektrischen Feldstärke in einem Mehrschichtsystem

Die Matrix  $S$  charakterisiert die Schichten, die sich zwischen den beiden äußersten Grenzflächen des Schichtsystems befinden. Die Matrix  $S$  kann man als das Multiplikationsprodukt von Matrizen  $I$ , die die Grenzflächen zwischen den Schichten beschreiben, und Matrizen  $L$ , die die Eigenschaften der Schichten selbst (Absorption und Phasenverschiebung in der Schicht) beschreiben, darstellen. Jede Grenzfläche und jede Schicht wird durch eine eigene Matrix beschrieben. Das Bildungsgesetz für die  $S$ -Matrix folgt der Darstellung in Bild 23, beginnend mit der Matrix der ersten Grenzfläche  $I_{01}$ , danach folgt die Matrix  $L_1$  der ersten Schicht usw. Dann ergibt sich für die Matrix  $S$  des gesamten Schichtsystems der Ausdruck

$$S = I_{01} L_1 I_{12} L_2 \dots I_{(j-1)j} L_j \dots L_m I_{m(m+1)} . \quad (30)$$

Im folgenden wird das Zustandekommen der Komponenten der Matrix I am Beispiel des Grenzüberganges von einer Schicht a zu einer Schicht b gezeigt (Bild 24a, b). Matrix I zeigt die Verhältnisse zwischen den Feldstärken an der Grenzfläche a-b.

$$\begin{bmatrix} E_a^+ \\ E_a^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_{11} & i_{12} \\ i_{21} & i_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b^+ \\ E_b^- \end{bmatrix} \quad (31)$$

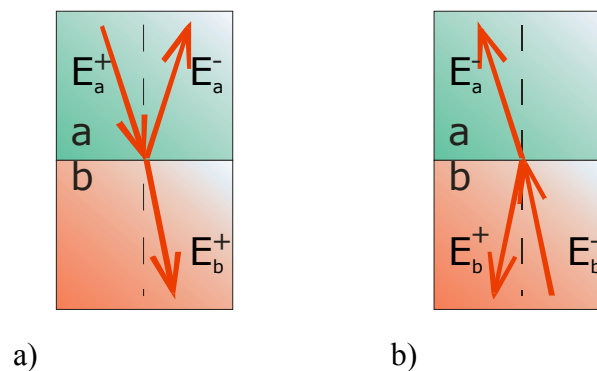


Bild 24. Schematische Darstellung der elektrischen Feldstärke am Grenzübergang

- a) am Übergang von Schicht a zu Schicht b, das Licht kommt aus dem Medium a zur Grenzfläche a-b
- b) das Licht kommt aus dem Medium b zur Grenzfläche b-a

Zur Bestimmung der Komponenten der Matrix I kann man zwei Fälle unterscheiden. Aus dem Medium a fällt ein Lichtstrahl auf die Grenzfläche a-b auf, wird an der Grenzfläche in das Medium a reflektiert und in das Medium b durch die Grenzfläche gebrochen. Die komplexen Amplituden der durchgehenden und der reflektierten Wellen können durch die komplexe Amplitude der einfallenden Welle  $E_a^+$  bestimmt werden.

$$E_b^+ = t_{ab} E_a^+$$

$$E_a^- = r_{ab} E_a^+$$

$$E_b^- = 0$$

$t_{ab}$ ,  $r_{ab}$  sind die Fresnel-Koeffizienten für Transmission und Reflexion an der Grenzfläche a-b.

Nach Gl. 31 ist

$$\begin{bmatrix} E_a^+ \\ E_a^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_{11} & i_{12} \\ i_{21} & i_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b^+ \\ 0 \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad \begin{aligned} E_a^+ &= i_{11} E_b^+ \\ E_a^- &= i_{21} E_b^+ \end{aligned}$$

Weiter ist

$$i_{11} = \frac{1}{t_{ab}} \quad \text{und} \quad i_{21} = \frac{r_{ab}}{t_{ab}} \quad (32)$$

Trifft die Welle im zweiten Falle aus der Schicht b auf die Grenzfläche b-a (Bild 24b) auf, dann ergeben sich die Gleichungen

$$E_b^+ = r_{ba} E_b^-$$

$$E_a^- = t_{ba} E_b^-$$

$$E_a^+ = 0$$

$t_{ba}$ ,  $r_{ba}$  sind die Fresnel-Koeffizienten für die Grenzfläche b-a. Für diesen Fall lautet Gl. 31:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ E_a^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_{11} & i_{12} \\ i_{21} & i_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b^+ \\ E_b^- \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad \begin{aligned} 0 &= i_{11} E_b^+ + i_{12} E_b^- \\ E_a^- &= i_{21} E_b^+ + i_{22} E_b^- \end{aligned}$$

Mit den  $i_{11}$  und  $i_{21}$  aus der Gl. 32 ergibt sich

$$i_{12} = -\frac{r_{ba}}{t_{ab}}$$

$$i_{22} = \frac{t_{ab} t_{ba} - r_{ab} r_{ba}}{t_{ab}}$$

Berücksichtigt man die Verhältnisse zwischen den Fresnel-Koeffizienten,

$$r_{ba} = -r_{ab}$$

$$t_{ba} = \frac{1 - r_{ab}^2}{t_{ab}}$$

dann erhält man die Matrix  $I_{ab}$

$$I_{ab} = \frac{1}{t_{ab}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ab} \\ r_{ab} & 1 \end{bmatrix} \quad (33)$$

Die komplexen Amplituden an den Grenzflächen einer Schicht mit der Brechzahl  $N$  und der Schichtdicke  $d$  kann man mit der folgenden Gleichung beschreiben:

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\beta} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_d^+ \\ E_d^- \end{bmatrix} \quad (34)$$

Die Indices 0 und d zeigen die zwei Schichtgrenzen entlang der Ausbreitungsrichtung, die Größe  $\beta$  charakterisiert den Phasenunterschied, den die Welle beim einmaligen Schichtdurchlauf gegenüber ihrem Anfangswert erhält, sowie die Absorption in der Schicht ( $N$  – komplexe Brechzahl). Es ist

$$\beta = \frac{2\pi Nd}{\lambda_0} \cos(\varepsilon) \quad (35)$$

mit  $\varepsilon$  = Winkel zwischen der optischen Achse und der Ausbreitungsrichtung. Daraus folgt

$$L = \begin{bmatrix} e^{j\beta} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta} \end{bmatrix} \quad (36)$$

Nach dem Einsetzen der Matrizen  $I$  und  $L$  in Gl. (30) erhält man die Matrix  $S$ . Die charakteristische Matrix  $S$  zeigt die Abhängigkeit der komplexen Amplituden der reflektierten Welle und hindurchgehenden Welle von der komplexen Amplitude der einfallenden Welle. Für ein beliebiges Schichtsystem (Bild 23) gilt

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{m+1}^+ \\ 0 \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad \begin{aligned} E_0^+ &= s_{11} E_{m+1}^+ \\ E_0^- &= s_{21} E_{m+1}^+ \end{aligned}$$

$$\frac{E_{m+1}^+}{E_0^+} = \frac{1}{s_{11}} \quad \frac{E_0^-}{E_0^+} = \frac{s_{21}}{s_{11}}$$

Der Transmissionsgrad  $T$  des Schichtsystems ergibt sich zu

$$T = \frac{1}{s_{11} s_{11}^*} \quad (37)$$

Der Reflexionsgrad  $R$  beträgt

$$R = \frac{s_{21}}{s_{11}} \left( \frac{s_{21}}{s_{11}} \right)^* \quad (38)$$

Wegen des Energieerhaltungssatzes gilt

$$R + T + A = 1 \quad (39)$$

Dann ergibt sich der Absorptionsgrad  $A$  zu

$$A = 1 - R - T \quad (40)$$

In gleicher Weise kann man die Transmission  $T_b$  und die Reflexion  $R_b$  des Schichtsystems für den Fall ermitteln, dass das Schichtsystem von der  $m$ -Seite bestrahlt wird, ohne die charakteristische Matrix  $S$  neu berechnen zu müssen. Für den Fall, dass die elektromagnetische Welle auf die  $m$ -Schicht auftrifft, lautet die Gleichung:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ E_0^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad \begin{aligned} 0 &= s_{11} E_{m+1}^+ + s_{12} E_{m+1}^- \\ E_0^- &= s_{21} E_{m+1}^+ + s_{22} E_{m+1}^- \end{aligned}$$

Damit beträgt das Verhältnis der komplexen Amplituden der reflektierten und hindurchgehenden Welle zur komplexen Amplitude der einfallenden Welle

$$\frac{E_{m+1}^+}{E_{m+1}^-} = -\frac{s_{12}}{s_{11}} \quad \frac{E_0^-}{E_{m+1}^-} = \frac{s_{11}s_{22} - s_{21}s_{12}}{s_{11}}$$

Der Reflexions- und Transmissionsgrad ergeben sich zu

$$R_b = \frac{s_{12}}{s_{11}} \left( \frac{s_{12}}{s_{11}} \right)^* \quad (41)$$

$$T_b = \frac{s_{11}s_{22} - s_{21}s_{12}}{s_{11}} \left( \frac{s_{11}s_{22} - s_{21}s_{12}}{s_{11}} \right)^* \quad (42)$$

Mit dem Matrizen-Verfahren kann man die elektrischen Feldstärken der sich vorwärts und rückwärts ausbreitenden elektromagnetischen Wellen an jeder Schichtgrenze und weiterhin in jedem beliebigen Punkt jeder Schicht bestimmen. So kann man z. B. für eine beliebige  $j$ -Schicht das gesamte Schichtsystem durch drei Bestandteile darstellen.

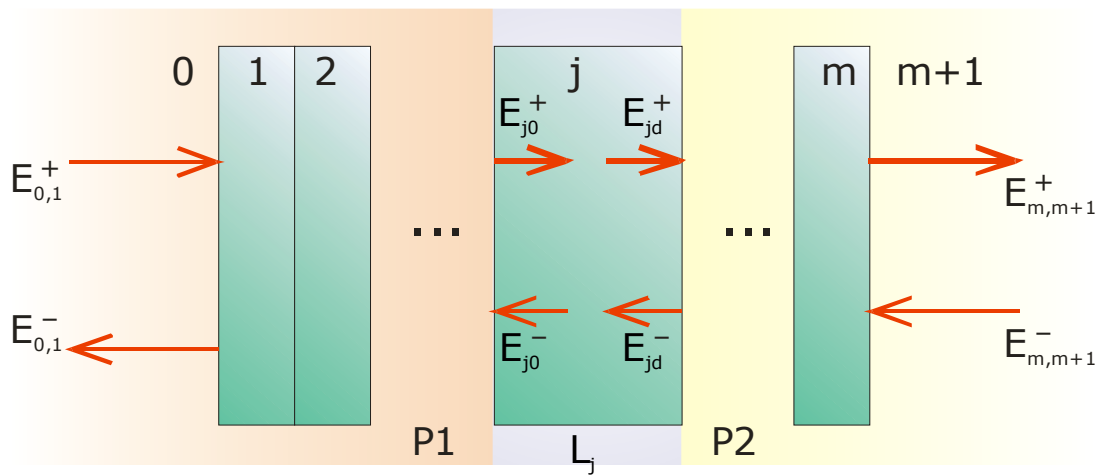


Bild 25. Schematische Darstellung des Schichtsystems

Der erste Teil besteht aus den Schichten, die sich vor der  $j$ -Schicht befinden, der zweite Teil ist die  $j$ -Schicht selbst und der dritte Teil setzt sich aus den auf die  $j$ -Schicht folgenden Schichten zusammen. Die charakteristische Matrix  $S$  des gesamten Schichtsystems setzt sich dann aus den charakteristischen Matrizen der einzelnen Bestandteile zusammen. Es ist

$$S = P1L_jP2, \quad (43)$$

wobei  $P1$  und  $P2$  die charakteristischen Matrizen des vor und nach der  $j$ -Schicht sich befindenden Schichtstapels sind. Für die elektrischen Feldstärken innerhalb der  $j$ -Schicht gelten die folgenden Zusammenhänge

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = P1 \begin{bmatrix} E_{j0}^+ \\ E_{j0}^- \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} E_{j0}^+ \\ E_{j0}^- \end{bmatrix} = L_j \begin{bmatrix} E_{jd}^+ \\ E_{jd}^- \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} E_{jd}^+ \\ E_{jd}^- \end{bmatrix} = P2 \begin{bmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{bmatrix}$$

Die elektrische Feldstärke  $E_0^-$  in der ersten Gleichung kann man durch  $\frac{s_{21}}{s_{11}} E_0^+$  ersetzen. Dann

ist

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ \frac{s_{21}}{s_{11}} E_0^+ \end{bmatrix} = P1 \begin{bmatrix} E_{j0}^+ \\ E_{j0}^- \end{bmatrix}$$

Aus der zweiten Gleichung erhält man dann die Feldstärken an der j-Schicht zu

$$E_{j0}^+ = E_0^+ \frac{p1_{22} - \frac{s_{21}}{s_{11}} p1_{12}}{p1_{11} p1_{22} - p1_{21} p1_{12}} \quad (44)$$

$$E_{j0}^- = E_0^+ \frac{\frac{s_{21}}{s_{11}} p1_{11} - p1_{21}}{p1_{11} p1_{22} - p1_{21} p1_{12}} \quad (45)$$

Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der j-Schicht wird durch die  $L_j$  Matrix beschrieben. Daraus kann die elektrische Feldstärke entlang der j-Schicht bestimmt werden. Ein Planspiegel, der auch aus dielektrischen Schichten besteht, sowie der Luftspalt zwischen dem Spiegel und dem Detektor, können in der Simulation hinzugefügt werden. Auf diese Weise stellt das Matrizen-Verfahren den mathematischen Apparat zur Verfügung, mit dem man die elektrische Feldstärke und die Interferenz innerhalb der photoelektrischen Schichten bestimmen kann.

Es wurde ein Simulationsprogramm zur Berechnung der Intensität in den photoaktiven Schichten des Transparenten Phasensensitiven Detektors entwickelt. Durch Anwendung der abgeleiteten Formeln wurden die elektrischen Feldstärken der hin- und rücklaufenden Wellen

in einhundert aufeinander folgenden Punkten innerhalb der beiden photoaktiven Schichten berechnet. Die Anzahl der Punkte bestimmt die Genauigkeit der numerischen Integration und kann für dickere Schichten vergrößert werden. Die Interferenzintensität wurde nach der Gl. (7) berechnet. Der Photostrom ist dem Integral über die Intensität der stehenden Wellen in der i-Schicht proportional. Die numerische Integration wurde nach der zusammengesetzten Trapezregel berechnet. Bei einhundert Stützstellen zur Integralberechnung für eine 40 nm dicke photoaktive Schicht ist der Rechnungsfehler kleiner als  $2,5 \cdot 10^{-4}$ . Dann wurde die Luftschicht zwischen dem Detektor und dem Spiegel auf 1 nm vergrößert und die Berechnungen wurden wiederholt. Schließlich wurde der Abstand zwischen Detektor und Spiegel auf 900 nm vergrößert und es wurden ca. drei Perioden des Photostroms berechnet. Im Bild 26 sind die berechneten Photoströme für einen optimierten Transparenten Phasensensitiven Detektor dargestellt.

Mit dem Matrizen-Verfahren kann auch das Verhältnis zwischen der Reflexion und der Transmission des gesamten Schichtsystems sowie der Reflexion und Transmission der einzelnen Bestandteile ermittelt werden. Gleichung (43) kann durch die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten ausgedrückt werden:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{t} & -\frac{r'}{t} \\ \frac{r}{t} & \frac{tt' - rr'}{t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{t_1} & -\frac{r'_1}{t_1} \\ \frac{r_1}{t_1} & \frac{t_1 t'_1 - r_1 r'_1}{t_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\beta_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{t_2} & -\frac{r'_2}{t_2} \\ \frac{r_2}{t_2} & \frac{t_2 t'_2 - r_2 r'_2}{t_2} \end{pmatrix} \quad (46)$$

Nach Multiplikation der Matrizen ergibt sich

$$t = \frac{t_1 t_2}{e^{i\beta_j} - r'_1 r_2 e^{-i\beta_j}} \quad (47)$$

und

$$r = \frac{r_1 e^{i\beta_j} + r_2 (t_1 t'_1 - r_1 r'_1) e^{-i\beta_j}}{e^{i\beta_j} - r'_1 r_2 e^{-i\beta_j}} = \frac{r_1 e^{i\beta_j} + r_2 \frac{t_1}{t'_1} e^{-i\beta_j}}{e^{i\beta_j} - r'_1 r_2 e^{-i\beta_j}} \quad (48)$$



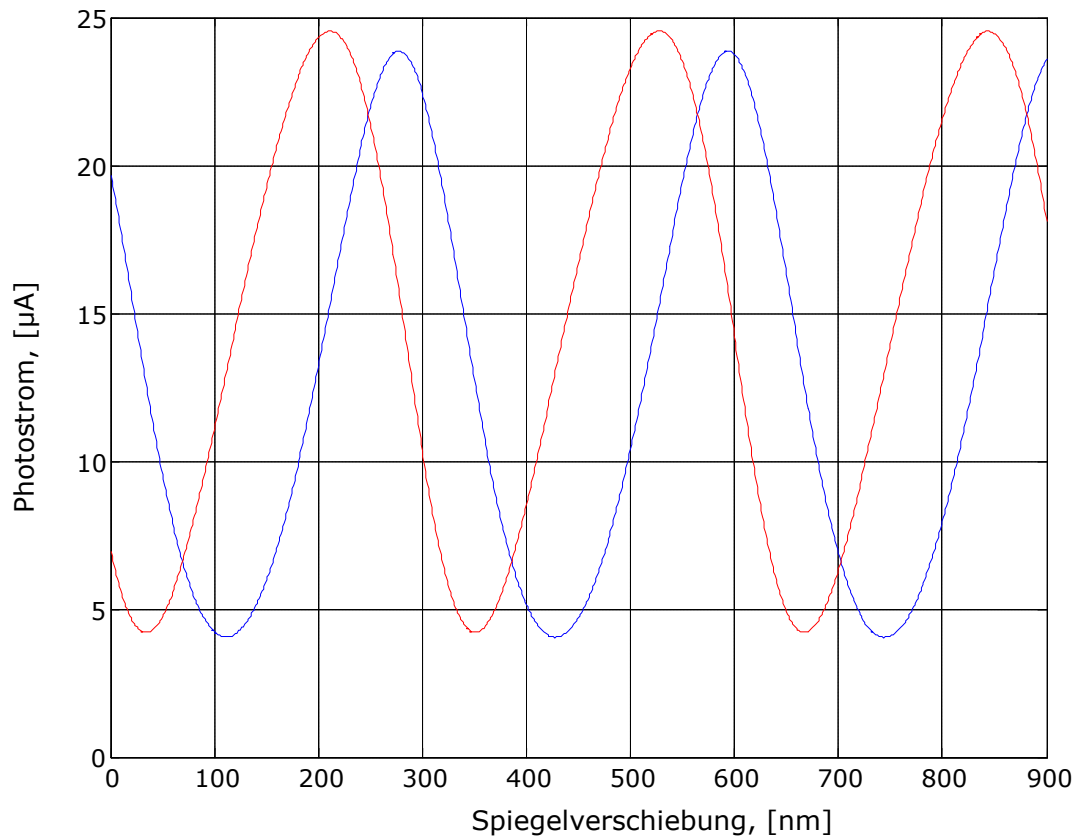


Bild 26. Berechnete Photoströme

Das Rekursionsverfahren beruht auf abgeleitenden Formeln. Die Reflexion  $R$  des gesamten Schichtsystems wird durch den Reflexionskoeffizient der letzten Schicht und den Reflexionskoeffizient aller vor der letzten Schicht stehenden Schichten dargestellt.

$$R = r_{m+1,0} r_{m+1,0}^* \quad (49)$$

$$r_{m+1,0} = \frac{r_{m,0} e^{i\beta_1} + r_{m+1,m} \frac{t_m}{t_m^*} e^{-i\beta_m}}{e^{i\beta_1} - r_{m,0} r_{m+1,m} e^{-i\beta_m}}, \quad (50)$$

wobei

$$r_{m+1,m} = \frac{N_{m+1} - N_m}{N_{m+1} + N_m} \quad (51)$$

Der Reflexionskoeffizient aller vor der letzten Schicht stehenden Schichten  $r_{m,0}$  wird auf ähnliche Weise durch den Reflexionskoeffizient  $r_{m,m-1}$  und den Reflexionskoeffizient der vor der  $m$ -ten Schicht stehenden Schichten  $r_{m-1,0}$  ausgedrückt:

$$r_{m,0} = \frac{r_{m-1,0} e^{i\beta_1} + r_{m,m-1} \frac{t_m}{t_m^*} e^{-i\beta_m}}{e^{i\beta_1} - r_{m-1,0} r_{m,m-1} e^{-i\beta_m}} \quad (52)$$

$$r_{m,m-1} = \frac{N_m - N_{m-1}}{N_m + N_{m-1}} \quad (53)$$

Schließlich erhält man nach dem m-ten rekursiven Durchlauf den Reflexionskoeffizient der ersten Schicht

$$r_{1,0} = \frac{N_1 - N_0}{N_1 + N_0} \quad (54)$$

Das Rekursionsverfahren stellt eine sehr schnelle Möglichkeit dar, um die Reflexion zu berechnen. Wiederholte Berechnungen der Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten lassen sich durch eine rekursive Prozedur elegant und kurz darstellen.

### 3.3. Optimierungsaufgabe

Eines der Hauptprobleme bei der Entwicklung der transparenten Photodioden ist die nahezu vollständige Verminderung optischer Reflexe an den Außenflächen der Photodiode, weil diese Reflexe zur Verringerung des Interferenzkontrastes und zur Ausbildung von Vielstrahlinterferenzen in der Photodiode führen. Ein Mittel zur Reflexionsminderung ist die Abstimmung der einzelnen Schichtdicken auf minimale Reflexionsverluste. Eine Anpassung der Brechzahlen war wegen der feststehenden Halbleitermaterialien nicht möglich.

Zunächst kann der transparente Photodetektor als eine Schichtfolge dreier Einzelschichten betrachtet werden, wobei die nip-Schichten aufgrund ihrer sehr ähnlichen Brechzahlen zu einer a-Si:H-Schicht zusammengefasst werden. Diese Schichten sind: Kontakt-Schicht ( $\text{TCO}_1$ ), gefolgt von amorphe Silizium-Schicht (a-Si:H) und der zweiten Kontakt-Schicht ( $\text{TCO}_2$ ). Diese Schichtfolge wird auf einem Glassubstrat niedergeschlagen. Um die Reflexionsverluste am Übergang zwischen Luft und dem Detektor bzw. am Übergang zwischen Luft und dem Glassubstrat zu vermindern, wurde eine  $\lambda/4$ -Anpassung der einzelnen Schichtdicken durchgeführt [37].

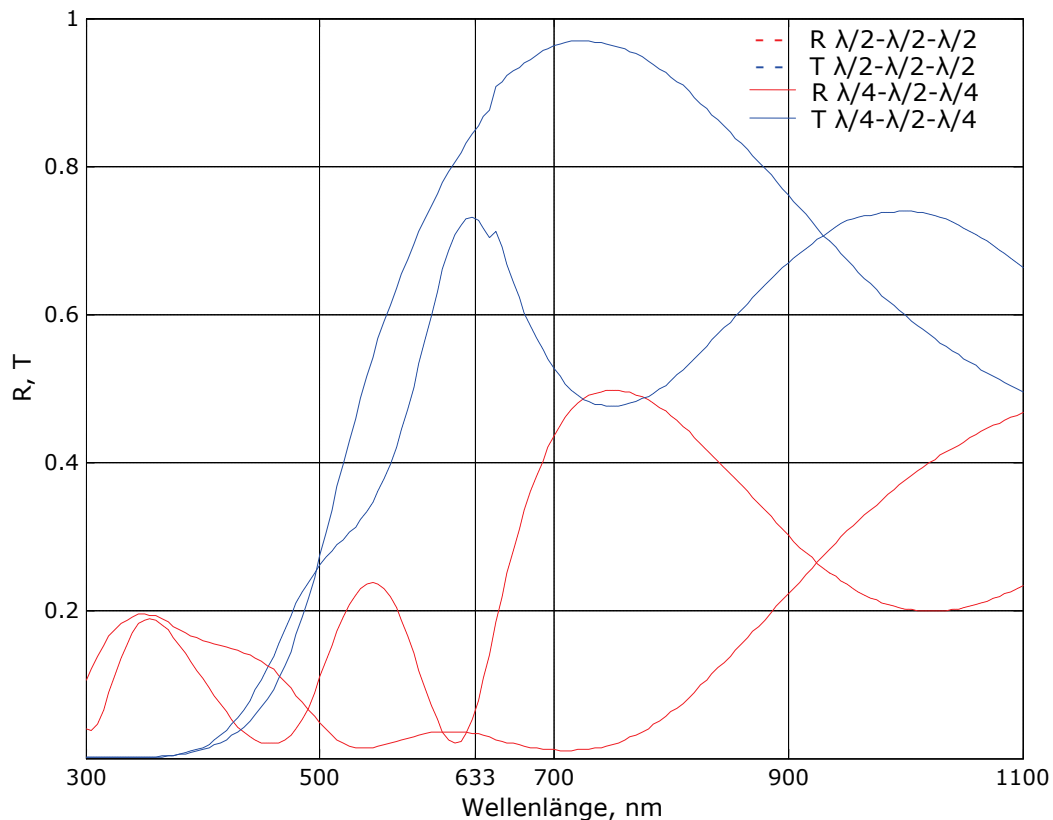


Bild 27. Berechnete Reflexion und Transmission der transparenten Dioden

Nach der  $\lambda/4$ -Anpassung haben sich die  $\lambda/4\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/4\text{TCO}_2$  und  $\lambda/2\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/2\text{TCO}_2$  als die Schichtreihen mit der geringsten Reflexion herausgestellt. Im Bild 27 sind die mit dem Matrizen Verfahren berechneten Reflexions- und Transmissionskurven für beide Fälle dargestellt.

Obwohl es in beiden Fällen gelang transparente Dioden mit niedriger Reflexion herzustellen, zeigte sich, dass die  $\lambda/2\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/2\text{TCO}_2$ -Schichtfolge sehr empfindlich auf Abweichungen der einzelnen Schichtdicken von der vorgegebenen Schichtdicke reagiert. Dieses Verhalten der  $\lambda/2\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/2\text{TCO}_2$ -Schichtfolge kann mit dem Kurvenverlauf der Reflexionskurve bei 633 nm erklärt werden. Die  $\lambda/2\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/2\text{TCO}_2$ -Schichtfolge zeigt ein deutlich schmaleres Minimum als die  $\lambda/4\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/4\text{TCO}_2$ -Schichtfolge. Während der Beschichtung auftretende Abweichungen der Schichtdicken der Einzelschichten von den jeweils optimalen Schichtdicken führten zur Verschiebung des Reflexionsminimums entlang der Wellenlängen-Achse. Auf diese Weise können gleiche Schichtdickenabweichungen in beiden Fällen zu unterschiedlichen Verschlechterungen des Reflexionsvermögens führen.

Aus diesem Grunde wurde der  $\lambda/4\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/4\text{TCO}_2$ -Schichtfolge der Vorzug gegeben gegenüber der  $\lambda/2\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/2\text{TCO}_2$ -Schichtfolge. Weitere Veränderungen in der Gestaltung der transparenten Dioden wurden mit dem Ziel der Verbesserung der elektrischen Eigenschaften vorgenommen (Kapitel 4.2.5). Demzufolge ergab sich die  $3\lambda/4\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}3\lambda/4\text{TCO}_2$ -Schichtfolge.

Bei der Gestaltung der phasenselektiven transparenten Photodetektoren wurden die bei der Entwicklung der transparenten Dioden gewonnenen Erkenntnisse und Erfahrung angewendet. Zur Realisierung eines phasenselektiven transparenten Photosensors in Sandwichanordnung wurde eine zweite amorphe Diode auf die bestehende erste deponiert und anschließend deren Rückkontakt ( $\text{TCO}_3$ ) aufgebracht (Bild 18). Außer der Optimierung des Mehrschichtsystems auf minimale Reflexion bzw. maximale Transmission des Gesamtsystems wurde auch noch die Phasenbedingung zwischen Diode<sub>1</sub> und Diode<sub>2</sub> beachtet. Die Optimierung auf minimale Reflexion führte zu einem  $3\lambda/4\text{TCO}_1\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}\lambda/2\text{TCO}_2\text{-}\lambda/2\text{a-Si:H-}3\lambda/4\text{TCO}_3$  Schichtsystem. Die Schichtdickenfolge für die 90°-Phasenbedingung lautet dann:

$$d_{90^\circ} = n_i \frac{d_{i1}}{2} + n_p d_{p1} + n_{TCO2} d_{TCO2} + n_n d_{n2} + n_i \frac{d_{i2}}{2} \quad (55)$$

Aus Kapitel 2.3 folgt für die Phasenbedingung:  $d_{90^\circ} = \frac{\lambda}{8} + k \frac{\lambda}{4}$ ,  $k = 0,1,2,3$

Die Schichtdicken der beiden photoaktiven Schichten  $d_{i1}$ ,  $d_{i2}$  wurden auf 40 nm festgelegt. Die Dicke der  $n_2$ -Schicht wurde wegen der großen Absorption 20 nm gewählt. In Bezug auf minimale Reflexion beträgt die optimale Dicke des gemeinsamen  $TCO_2$ -Kontaktes  $\lambda/2$ . Die Phasenbedingung kann dann schließlich nur noch durch die Variation der  $p_1$ -Schichtdicke eingehalten werden. Dabei wird jedoch die Dicke der ersten nip-Diode größer als  $\lambda/2$ . Deshalb muss man einen Kompromiss schließen zwischen der Optimierung auf minimale Reflexion und der Einhaltung der Phasenbedingung.

Obwohl die Wachstumsrate der einzelnen Schichten während des Beschichtungsprozesses im Vakuum kontrolliert wird, kommt es häufig zu Abweichungen der Schichtdicken von der erforderlichen Größe. Geringe Abweichungen der Substrattemperatur oder eine Veränderung des Reinigungsgrades der Vakuumkammer z. B. führen zu verschiedenen Schichtdicken und damit auch zu einer Verschiebung eines Reflexionsminimums zu anderen Wellenlängen. Mit steigender Anzahl der Schichten nimmt deshalb der Einfluss der Fehler auf die spektralen Eigenschaften des Mehrschichtsystems zu. Im konkreten Fall verfügte die PECVD-Anlage, in der die a-Si:H-Schichten hergestellt wurden, nicht über eine in situ Schichtdickenmessung. Deshalb wurden die Schichtdicken auf der Grundlage von Beschichtungskennlinien der PECVD-Anlage durchgeführt. Aus diesem Grunde sind die genauen Schichtdicken der Einzelschichten der fertig deponierten Sensoren stets unbekannt und eine Analyse, auf welchen Parameter (Schichtdicke, Dotierung, Temperatur) eine Eigenschaftänderung der Sensoren zurückzuführen ist, ist nicht immer eindeutig auf einen Parameter festlegbar. Doch selbst wenn eine Schichtdickenkontrolle während der Beschichtung möglich ist, bleibt fraglich, ob die Einzelschichtdicken nanometergenau, wie es die Rechnung vorschreibt, auch praktisch realisierbar sind. D. h. aber, dass man stets mit Schichtdickenunsicherheiten rechnen muss.

Deshalb war die für die Herstellung der transparenten Dioden angewendete Vorgehensweise für die Gestaltung eines Phasenselektiven Transparenten Photodetektors ungeeignet. Als Ausweg aus dieser Situation wird eine konzeptionell neue Vorgehensweise vorgeschlagen.

Das Ziel der neuen Konzeption besteht darin, den Sensor gegenüber Abweichungen der Einzellichtdicken unempfindlich zu machen. Das ist dann der Fall, wenn der Phasenselektive Transparente Photodetektor ein sehr breites Reflexionsminimum bei 633 nm besitzt. Die Herausforderung stellt die Bestimmung der Schichtdicken in Bezug auf den Verlauf der vorgegebenen spektralen Eigenschaften, z. B. auf die Reflexionskurve dar. Das ist eine umgekehrte Aufgabe, die keine analytische Lösung hat. Wenn die Anzahl der Schichten kleiner als 8 bis 10 ist, kann man die optimalen Schichtdicken mit einem numerischem Verfahren, das auf der Suche des globalen Minimums einer Fehlerfunktion beruht, relativ schnell ermitteln [37, 38]. Die Einschränkung auf 8 bis 10 Schichten ergibt sich daraus, dass bei der Vielzahl der Schichten die Anzahl der lokalen Minima steigt, was die Suche eines globalen Minimums drastisch erschwert.

Die Entwicklung von optischen Filtern führt häufig zum folgenden Ausdruck der Fehlerfunktion:

$$F(X) = \int_{\lambda_l}^{\lambda_u} (R(X, \lambda) - R_d(\lambda))^2 + (T(X, \lambda) - T_d(\lambda))^2 d\lambda \quad (56)$$

Dabei sind  $R_d$  und  $T_d$  die Designreflexion bzw. die Designtransmission, d. h. die vorgegebenen bzw. erforderlichen Reflexions- bzw. Transmissionsverläufe im Spektralbereich zwischen  $\lambda_l$  und  $\lambda_u$  bezeichnen,  $R(X, \lambda)$  und  $T(X, \lambda)$  sind die Reflexion bzw. Transmission des Schichtsystems mit dem Schichtdickenvektor  $X = [d_1, d_2, \dots, d_m]$ . Man muss ein Minimum der Fehlerfunktion finden, d.h. diejenige Schichtdicken  $d_1, d_2, \dots, d_m$  ermitteln, für die die Funktionswerte von  $R(X, \lambda)$  und  $R_d$  bzw. die Werte von  $T(X, \lambda)$  und  $T_d$  hinreichend miteinander übereinstimmen. Im Fall des Phasenselektiven Transparenten Detektors sind die Reflexionswerte von großer Bedeutung. Die Transmission des Detektors muss hoch sein, aber die Form der Transmissionskurve bei 633nm ist demgegenüber von untergeordneter Bedeutung. Daher wird die Fehlerfunktion die folgende Form annehmen:

$$F(X) = \int_{\lambda_l}^{\lambda_u} (R(X, \lambda) - R_d(\lambda))^2 d\lambda \quad (57)$$

Für die rechnerische Lösung sind die diskreten Werte einzusetzen. Hierzu wird das Integral durch die Summen der Quadratdifferenzen zwischen den einzelnen Werten von  $R(X, \lambda)$  und  $R_d$  ersetzt.

$$F(X) = \sum_{l=1}^L (R(X, \lambda_l) - R_d(\lambda_l))^2, \quad (58)$$

wobei  $L$  die Anzahl der Punkte in der Bandbreite zwischen  $\lambda_l$  und  $\lambda_u$  ist. Zusätzlich kann noch eine Gewichtsfunktion eingeführt werden, um die Annäherung an die erforderliche Form im vorgesehenen Bereiche der Bandbreite zu verbessern. Das Ziel der Optimierung bestand darin, ein globales Fehlerfunktionsminimum zu finden. Für die Lösung dieser Aufgabe wurde eine große Vielfalt von numerischen Verfahren erarbeitet [40]. Es handelt sich dabei um Iterationsverfahren, die sich als wiederholte Algorithmen charakterisieren lassen, bei denen das Ergebnis eines Rechnengangs zur Erzielung eines verbesserten Näherungswertes wieder als Eingabe für den folgenden Rechnengang genommen wird.

Die Optimierungsaufgabe besteht aus den folgenden wichtigen Punkten:

- Eingabe des ersten Näherungswertes, des so genannten Startdesigns, und der Designreflexion  $R_d$ ,
- Berechnung der Reflexion  $R(X, \lambda)$ ,
- Einschätzung der Fehlerfunktion  $F(X)$ ,
- Bestimmung des Fehlerfunktionsminimums und folglich der optimalen Schichtdicken.

### 3.3.1. Startdesign

Die Optimierung beginnt mit der ersten Eingabe, des so genannten Startdesigns. Das Startdesign enthält als Parameter die Anzahl der Schichten, die annähernden Schichtdicken und deren Brechzahlen. Das Startdesign stellt einen Vektor  $X_0$  dar. Die Vektorkomponenten sind erste Näherungswerte der Schichtdicken und die Anzahl der Komponenten entspricht der Anzahl der Schichten. Im Gegensatz zur Entwicklung von optischen Filtern, wo die Anzahl und die Kombination der Schichten im Zusammenhang steht mit dem technologischen Aufwand und der Genauigkeit der Annäherung an das Optimierungsziel, sind Anzahl und

Reihenfolge der Schichten bei der Gestaltung des Transparenten Phasenselektiven Detektors durch die Funktionsbedingungen des Detektors festgesetzt.

Die n-, i- und p- Schichten bilden eine Diode und können nicht beliebig kombiniert werden. Da die n-, i- und p- Schichten ähnliche Brechzahlen aufweisen, kann man diese drei Schichten zur Vereinfachung durch *eine* Siliziumschicht ersetzen. Der Schichtdickenvektor  $X$  verringert sich dadurch auf 5 Schichtdicken, nämlich die Dicke der ersten transparenten Kontaktschicht  $TCO_1$  ( $d_{TCO1}$ ), der ersten Diode ( $d_{Si1}$ ), der zweiten gemeinsame Kontaktschicht  $TCO_2$  ( $d_{TCO2}$ ), der zweiten transparenten Diode ( $d_{Si2}$ ) und die Dicke der dritten Kontaktschicht  $TCO_3$  ( $d_{TCO3}$ ).

$$X = \begin{bmatrix} d_{TCO1} \\ d_{Si1} \\ d_{TCO2} \\ d_{Si2} \\ d_{TCO3} \end{bmatrix} \quad (59)$$

Die ersten Annäherungswerte der Schichtdicken (Startdesign) sind von großer Bedeutung, da es außer dem globalen Minimum viele lokale Minima gibt. Die Anzahl der lokalen Minima steigt mit der Anzahl der Schichten rasant an. Das erschwert die Suche des globalen Minimums. Bei ungünstiger Auswahl des Startdesigns besteht das Risiko, in ein lokales Minimum zu geraten. Auf der Grundlage der mit den transparenten Dioden gewonnen Erfahrungen wurde das Startdesign  $X_0$  entsprechend der  $\lambda/4$ -Anpassung festgelegt.

$$X_o = \begin{bmatrix} 3\lambda/4 \\ \lambda/2 \\ \lambda/2 \\ \lambda/2 \\ 3\lambda/4 \end{bmatrix} \quad (60)$$

Im Allgemein ist es sehr kompliziert, eine allgemeingültige Empfehlung zur Auswahl der Parameter des Startdesigns zu geben. Prinzipiell kann man aufwändige mathematische Verfahren anwenden, um das globale Minimum zu finden.

### 3.3.2. Designreflexion



Vor der Suche des Minimums muss noch eine Größe, und zwar die Designreflexion  $R_d$ , definiert werden. Die Designreflexion stellt den geplanten Verlauf der Reflexion im vorgesehenen Bereich des Spektrums dar. Das sind die Werte, an die sich die Reflexion annähern soll. Da streng genommen nur die Wellenlänge  $\lambda = 633 \text{ nm}$  von Bedeutung ist, wurde der Bereich auf  $633\text{nm} \pm 40\text{nm}$  eingeschränkt. Die Breite des Bereiches wurde aufgrund der Analyse des Einflusses der fehlerhaften Schichtdicken auf die spektralen Eigenschaften festgelegt.

Um den Einfluss der Abweichungen der einzelnen Schichtdicken auf die Reflexion einzuschätzen, muss man die partiellen Ableitungen bilden. Die partielle Ableitung für eine  $j$ -Schicht kann nach der Formel

$$\frac{\partial R}{\partial d_j} \approx \frac{R(d_1, d_2, \dots, d_j + \Delta d_j, \dots, d_m) - R(d_1, d_2, \dots, d_j, \dots, d_m)}{\Delta d_j} \quad (61)$$

berechnet werden. Ähnlich wird auch der Einfluss der Brechzahlen auf die Reflexion untersucht. Die partiellen Ableitungen der Reflexion geben Auskunft darüber, wie sich die Schichtdickenänderungen der Einzelschichten auf das Reflexionsverhalten des gesamten Schichtsystems auswirken. In dem Spektralbereich, in dem die partiellen Ableitungen große Werte erreichen, steigt der Einfluss der fehlerhaften Schichtdicken auf die Reflexion an. Auf diese Weise kann eingeschätzt werden, ob sich Schichtdickenänderungen bestimmter Einzelschichten mehr oder weniger empfindlich auf die Reflexionseigenschaften des gesamten Schichtsystems auswirken. Andererseits ist es nicht möglich, aus dem vollständigen Satz der partiellen Ableitungen aller Parameter des Startdesigns, d. h. der partiellen Ableitungen der Schichtdicken und der Real- und Imaginärteile der Brechzahlen, auf deren jeweiligen Einfluss auf die Reflexion zu schließen, weil die Fehler der einzelnen Schichtdicken unübersichtlich korreliert sind [38].

Die Monte Carlo Analyse ist ein leistungsfähiges Verfahren zur Untersuchung des Einflusses der fehlerhaften Schichtdicken auf die spektralen Eigenschaften der Photodiode. Die Abweichungen der Schichtdicken werden durch viele verschiedene Faktoren bei der Herstellung verursacht und haben zufälligen Charakter. Im technologischen Ablauf sind die Toleranzgrenzen, in denen die Schichtdicken variieren können, bekannt. Nachdem die optimierten Schichtdicken für alle Schichten bekannt sind, wird eine Vielzahl zufälliger

Abweichungen, die die vorgegebenen Toleranzgrenzen nicht überschreiten, für jede Schicht generiert. Dann werden mögliche Transmissions- und Reflexionskurven berechnet und analysiert. Mit der Leistung der z. Zt. verfügbaren Rechner kann eine große Anzahl möglicher Varianten relativ schnell berechnet werden. Damit können nach Ermittlung der maximalen und minimalen Werte für jede Wellenlänge die Toleranzgrenzen für die Transmission und Reflexion eingeschätzt werden. Wenn die Differenz zwischen den minimalen und maximalen Werten der spektralen Eigenschaften im betrachteten Spektralbereich groß ist, bedeutet das, dass das System in diesem Bereich sehr empfindlich auf Abweichungen in den Schichtdicken reagiert. In diesem Fall kann man neue Werte für die Designreflexion festlegen und neue optimierten Schichtdicken bestimmen.

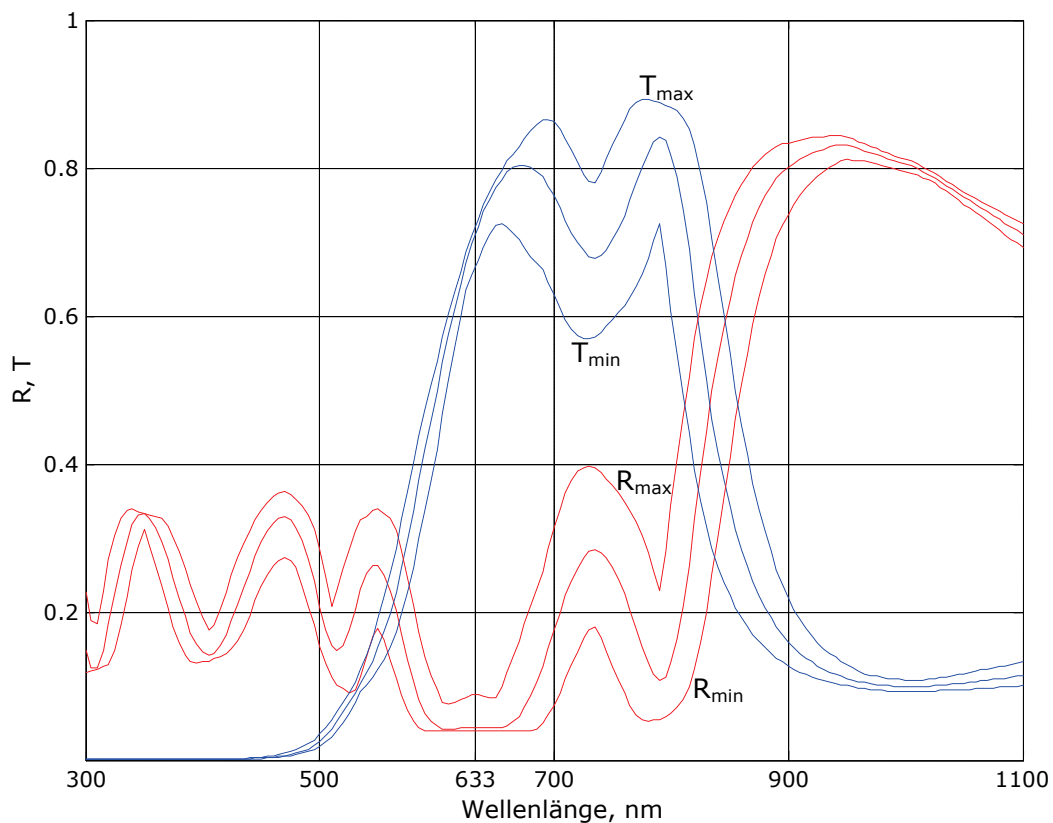


Bild 28. Toleranzbereich der R-und T-Werte für einen optimierten Detektor

Im Bild 28 ist ein Beispiel für die Abschätzung des Einflusses von fehlerhaften Schichtdicken auf die spektralen Eigenschaften dargestellt. Zunächst wurde die Optimierung der Schichtdicken des Schichtsystems mit einer Designreflexion durchgeführt, die als flaches Minimum in einem Spektralbereich von  $\lambda = 633 \text{ nm} \pm 40 \text{ nm}$  charakterisiert ist. Daraufhin wurde berechnet, welche maximalen und minimalen Werte ( $R_{\max}$ ,  $R_{\min}$ ) sich für die Reflexion ergeben, wenn die Schichtdicken der Einzelschichten fehlerbehaftet sind. Dabei wurde auf der

Grundlage von experimentellen Erfahrungswerten des FZ Jülich angenommen, dass die Schichtdickentoleranzen jeder Einzelschicht  $\pm 8\%$  betragen können. Als ungünstiger Fall wurde ein Beispiel simuliert, bei dem die Verteilung des Fehlers gleichmäßig ist. Es wurden 10 000 mögliche Varianten im Rahmen der vorgegebenen Toleranzgrenzen berechnet. Die gestrichelten roten Kurven im Bild 28 geben den Verlauf der Grenzwerte der Reflexion an.

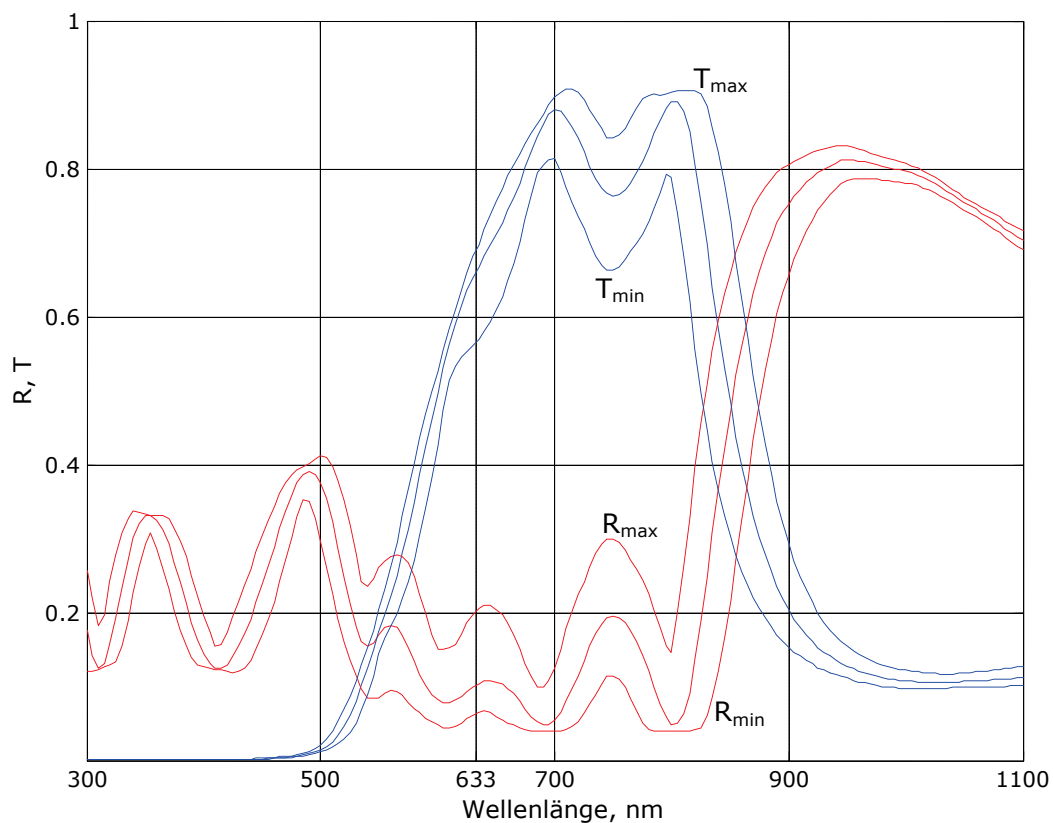


Bild 29. Toleranzbereich der R-und T-Werte für einen nicht optimierten Detektor

Die Differenz zwischen der maximalen und minimalen Reflexion bei 633 nm beträgt ca. 0,04. D. h., dass die Abweichungen in den Schichtdicken von  $\pm 8\%$  maximale Änderungen der Reflexion von nur ca. 4% verursachen. Dazu im Vergleich sind im Bild 29 die Toleranzgrenzen für Reflexion und Transmission für den Fall dargestellt, dass die Schichtfolge noch nicht optimiert wurde und die Schichtdicken dem Startdesign entsprechen. Wenn unter dieser Voraussetzung wiederum die Toleranzgrenzen für Reflexion und Transmission wie im vorangegangenen Beispiel berechnet werden, dann zeigt sich, dass das Toleranzband für Reflexion wesentlich größeren Schwankungen unterliegt. Bei derselben Unsicherheit der Einzelschichtdicken von  $\pm 8\%$  schwankt die Reflexion in einem Bereich von 14%.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Optimierung wurde das Glassubstrat in die Optimierungsaufgabe nicht einbezogen. Es wurde nur angenommen, dass die Reflexion des Glassubstrats 4% beträgt. Daher kann die gewünschte Reflexion als eine Folge von 0.04 Werten (4%) im Spektrum von  $633 \text{ nm} \pm 40 \text{ nm}$  eingeordnet werden. Es ist jedoch unwahrscheinlich, mit einer aus fünf Schichten bestehenden Schichtfolge solch eine Reflexion zu erreichen.

Realistischer ist es die Reflexion durch eine Reihe flacher Maxima und Minima oder durch ein breites Minimum zu gestalten [39]. Im Bild 30 sind mögliche Varianten der Designreflexion dargestellt.

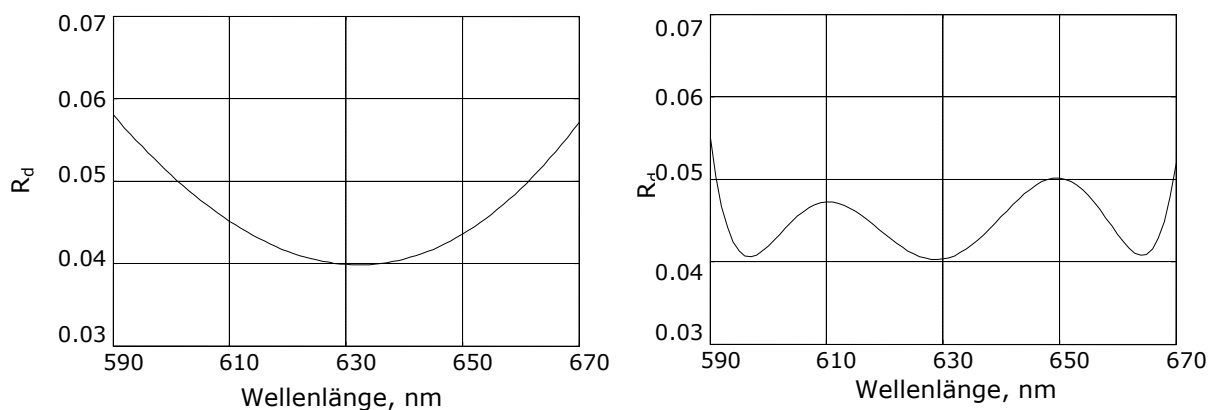


Bild 30. Beispiele der Designreflexion  $R_d$

### 3.3.3. Optimierung der Fehlerfunktion und Ermittlung der optimalen Schichtdicken

Zur Bestimmung des Fehlerfunktionsminimums wurde das konjugierte Gradientenverfahren angewendet [38, 40, 41]. Im Vergleich zu anderen Gradientenverfahren ermöglicht das konjugierte Gradientenverfahren ein schnelleres Vorankommen und höhere Genauigkeit, weil die bereits genommenen Richtungen der Minimierung bei der Berechnung in die nächste Annäherung miteinbezogen werden.

Die erste Richtung der Minimierung ist die Richtung des steilsten Abstiegs, die der entgegengesetzten Richtung des Fehlerfunktionsgradienten gleich ist. Um den Gradienten zu berechnen, werden partielle Ableitungen für den ersten Punkt, d. h. für das Startdesign,

bestimmt. Die partielle Ableitung der Fehlerfunktion für eine j-Schicht kann man nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{\partial F}{\partial d_j} \approx \frac{F(d_1, d_2, \dots, d_j + \Delta d_j, \dots, d_m) - F(d_1, d_2, \dots, d_j, \dots, d_m)}{\Delta d_j} \quad (62)$$

Um die Berechnungsgenauigkeit der partiellen Ableitungen zu erhöhen und um schneller voranzukommen, wurde der analytische Ausdruck zur Berechnung der partiellen Ableitungen der Fehlerfunktion angewendet [38]. Die erste Richtung der Minimierung  $D_1$  ergibt sich zu

$$D_1 = -\Delta F(X_0) = - \begin{bmatrix} \partial F / \partial d_{TCO1} \\ \partial F / \partial d_{Si1} \\ \partial F / \partial d_{TCO2} \\ \partial F / \partial d_{Si2} \\ \partial F / \partial d_{TCO3} \end{bmatrix} \quad (63)$$

Den nächsten Punkt  $X_1$  in Richtung des Minimums erhält man aus

$$X_1 = X_0 + \alpha_1 D_1, \quad (64)$$

wobei  $\alpha_1$  die Schrittweite ist. Die Schrittweite soll einerseits so klein sein, dass man sicher zu einem Minimum kommt, andererseits soll die Schrittweite aber auch so groß sein, dass der neue Punkt schnell gefunden wird.

Um die passende Schrittweite zu bestimmen, wurde das Bisektionsverfahren angewendet [42]. Demzufolge setzt man  $\alpha_0 = 0$ , startet mit einem beliebigen Wert  $h$  und vergrößert ihn durch Multiplikation mit  $p > 1$  so lange, bis für den so erhaltenen Wert  $\alpha_k$  folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\Delta F(X_0 + \alpha_k D_1)^T D_1 < 0 \quad (65)$$

Diese Bedingung gilt für den Bereich, in dem die Funktion  $\varphi(\alpha) = F(X_0 + \alpha D_1)$  absinkt. Das Verfahren bricht irgendwann für ein  $k$  ab. Dann beschränkt man die Suche der passenden Schrittweite  $\alpha$  auf den Bereich zwischen  $\alpha_l = \alpha_{k-1}$  und  $\alpha_u = \alpha_k$ . Man berechnet den Mittelpunkt  $\alpha_m$  des Intervalls  $(\alpha_l, \alpha_u)$  aus

$$\alpha_m = \frac{\alpha_l + \alpha_u}{2} . \quad (66)$$

Für den Mittelpunkt  $\alpha_m$  wird die Bedingung erneut überprüft. Ist sie richtig, dann weist man der unteren Grenze des Intervalls  $\alpha_l = \alpha_m$  zu. Ist das nicht der Fall, wird das Intervall durch die Zuweisung der oberen Grenze  $\alpha_u = \alpha_m$  definiert. Bei dem Wiederholen dieser Prozedur halbiert man ständig das Intervall und kann die passende Schrittweite  $\alpha$  mit hoher Genauigkeit ermitteln. Ist jedoch die Bedingung schon für den ersten Wert  $h$  nicht erfüllt, dann war  $h$  zu groß gewählt und man halbiert  $h$  so lange, bis die Bedingung erfüllt ist.

Nach dem Erreichen des Punktes  $X_1$  wird die nächste Suchrichtung  $D_2$  ermittelt. Die neue Suchrichtung wird jedoch im neuen Punkt nicht in Richtung des steilsten Abstiegs verlaufen, sondern sie wird mit der vorherigen Richtung abgestimmt. Generell ergibt sich für den Punkt  $X_k$  die nächste Suchrichtung  $D_{k+1}$  zu

$$D_{k+1} = -\Delta F(X_k) + \beta_k D_k , \quad (67)$$

wobei  $\beta_k$  aus

$$\beta_k = \frac{\Delta F(X_k)^T (\Delta F(X_k) - \Delta F(X_{k-1}))}{\Delta F(X_k)^T \Delta F(X_k)} \quad (68)$$

berechnet wird und der nächste Punkt  $X_{k+1}$  wird gemäß

$$X_{k+1} = X_k + \alpha_k D_{k+1} \quad (69)$$

berechnet. Als Ergebnis erhält man eine Reihe von Schichtdickenvektoren  $X_0, X_1, X_2, \dots, X_k$ . Der Wert der Fehlerfunktion wird für jeden nächsten Punkt der Reihe allmählich kleiner sein als für den vorherigen Punkt.

$$F(X_0) > F(X_1) > F(X_2) > \dots > F(X_k) \quad (70)$$

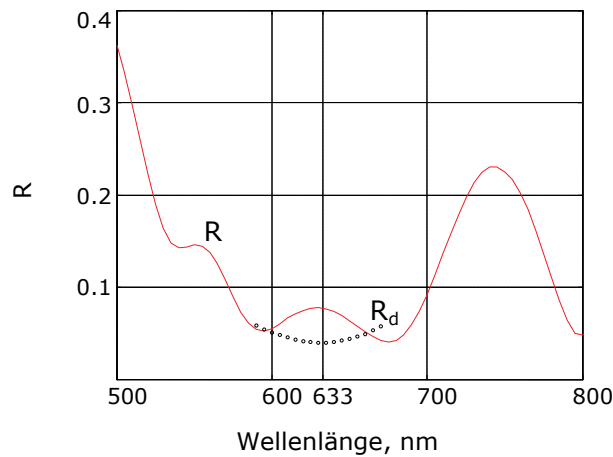
Nach dem Durchlauf von mehreren Iterationen wird der Unterschied zwischen den Fehlerfunktionswerten für zwei aufeinander folgende Punkte sehr geringfügig. Wenn dieser Punkt erreicht ist, kann das Iterationsverfahren beendet werden. Die Abbruchbedingung für die Beendigung des Iterationsverfahrens lautet:

$$\frac{F(X_{k-1}) - F(X_k)}{F(X_{k-1})} < \varepsilon, \quad (71)$$

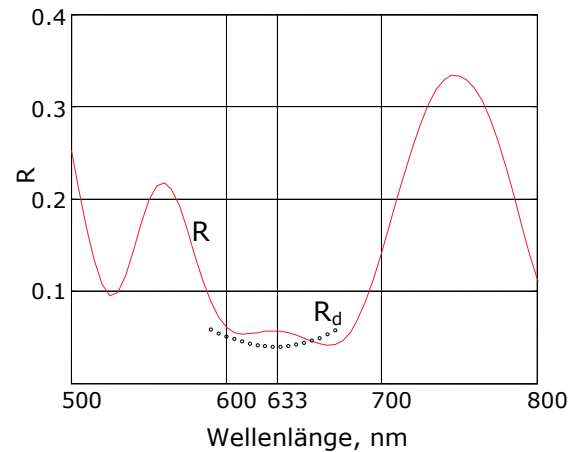
mit  $\varepsilon \approx 0,05$ . Wenn diese Bedingung erfüllt wird, ist das Minimum der Fehlerfunktion mit ausreichender Genauigkeit erreicht und die gesuchten Schichtdicken  $X_k$  sind bestimmt.

Für den Fall, dass die Optimierung für ein Schichtsystem mit weniger als 8 bis 10 Schichten durchzuführen ist, können die gesuchten Schichtdicken innerhalb weniger Sekunden und mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Um den Rechengang übersichtlich zu gestalten, wird die Berechnung der Fehlerfunktion  $F(X)$ , die Berechnung des Gradienten  $\Delta F(X)$  und die Ermittlung der Schrittweite  $\alpha$  in den einzelnen Unterprogrammen durchgeführt. Damit stehen diese wichtigen Funktionen auch bei der Anwendung der anderen Gradientenverfahren oder der Ermittlung der Schichtdicken aus dem gemessenen Reflexionsverlauf zur Verfügung.

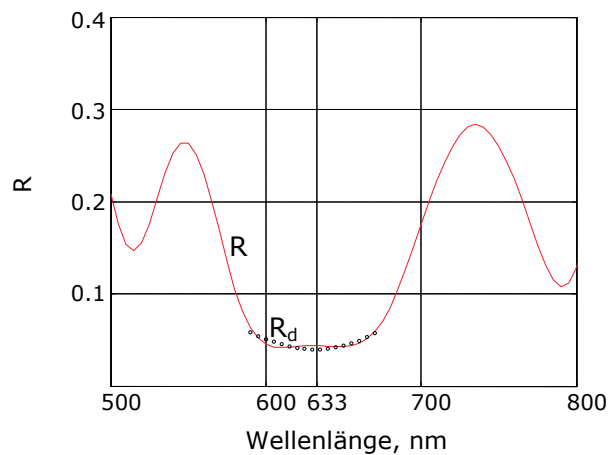
Im folgenden wird der iterative Fortschritt bei der Durchführung des Optimierungsverfahrens in drei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten gezeigt: zu Beginn, in der Mitte und am Ende des Optimierungsverfahrens. In Bild 31a stellt die durchgezogene Kurve den Verlauf der Reflexion zu Beginn des Optimierungsverfahrens dar und die gepunktete Kurve bezeichnet die angestrebte Designreflexion  $R_d$ . Beide Kurven zeigen bei  $\lambda = 633 \text{ nm}$  deutlich unterschiedlichen Verlauf. Bild 31b zeigt den Verlauf der Reflexion nach dem vierten Iterationsschritt und man erkennt bereits eine deutliche Annäherung der Reflexionskurve an die Designreflexion. Bild 31c zeigt den Verlauf der Reflexionskurve nach Erreichen des Abbruchkriteriums (Gl. 71). Man sieht, dass der Reflexionsverlauf im Zielgebiet um  $\lambda = 633 \text{ nm}$  sehr gut mit der angestrebten Designreflexion übereinstimmt.



31 a)



31 b)



31 c)

Bild 31. Verlauf der Optimierung

Die Suche des Minimums der Fehlerfunktion ist somit abgeschlossen und die erforderlichen Schichtdicken befinden sich im Schichtdickenvektor  $X$ , der bei dem letzten Iterationsdurchlauf erhalten wurde. Im Gegensatz zu den transparenten Kontakt-Schichtdicken  $d_{TCO1}$ ,  $d_{TCO2}$  und  $d_{TCO3}$ , die man unmittelbar aus dem Schichtdickenvektor  $X$  erhalten kann, sind die Dicken der einzelnen n-, i- und p-Schichten  $d_n$ ,  $d_i$ ,  $d_p$  noch nicht definiert. Der Dicke der i-Schicht  $d_i$  in beiden Dioden wird ein Wert von ca. 40 nm zugewiesen, um den maximalen Wechselanteil zu detektieren. Die Dicke der p-Schicht in der ersten Diode  $d_{p1}$  und die Dicke der n-Schicht in der zweiten Diode  $d_{n2}$  werden nach der Phasenbedingung ausgewählt. Die übrig bleibenden Schichtdicken  $d_{n1}$  und  $d_{p2}$  erhält man aus folgenden Zusammenhängen:



$$n_{Si}d_{Si1} = n_n d_{n1} + n_i d_{i1} + n_p d_{p1} \quad (72)$$

und

$$n_{Si}d_{Si2} = n_n d_{n2} + n_i d_{i2} + n_p d_{p2}, \quad (73)$$

wobei  $d_{Si1}$  und  $d_{Si2}$  die aus dem Schichtdickenvektor erhaltenen Dicken der ersten und der zweiten transparenten Diode sind.

Die angewendete Vorgehensweise stellt ein universelles Optimierungsverfahren dar. Wird z. B. ein anderer Halbleiterstoff für die Beschichtung angewendet oder sollen dickere Dioden zur Verringerung der Kapazität hergestellt werden, wird die Optimierung nach Änderung der entsprechenden Brechzahlen oder nach Änderung des Startdesigns mit dem bereitstehenden Programm innerhalb von wenigen Sekunden abgeschlossen. Außerdem, wie bereits erwähnt, erlaubt es die dargestellte Vorgehensweise, auch an bereits fertig deponierten Sensoren die realen Schichtdicken anhand des Verlaufs der gemessenen Reflexionskurve zu bestimmen. Die einzige Einschränkung bei der Anwendung des Verfahrens ist lediglich die steigende Anzahl der Schichten.

### 3. 4. Entspiegelung

Bisher war die Optimierung ausschließlich auf die Kontakt- und Halbleiter-Schichten des transparenten Detektors ausgerichtet. Das Glassubstrat, auf dem der Phasenselektive Transparente Photodetektor beschichtet ist, befindet sich ebenfalls unmittelbar in der stehenden Welle und reflektiert einen Teil der Intensität. Deshalb ist der nächste Schritt zur Optimierung des Phasenselektiven Transparenten Detektors darauf gerichtet, die Verringerung der Reflexionsverluste im Glassubstrat zu erreichen.

Die Dicke des Glassubstrates ist wesentlich größer als die Dicke des gesamten  $TCO_1-n_1p_1i_1$ - $TCO_2-n_2i_2p_2$ - $TCO_3$  Stapels. Erweist sich die Kohärenzlänge des Lichtes kleiner als die Dicke des Substrates, machen die Reflexionsverluste an der Grenze Luft-Glas ca. 4% aus. Es ist

$$R_g = \left( \frac{n_g - n_l}{n_g + n_l} \right)^2, \quad (74)$$

wobei  $n_g = 1,52$  die Brechzahl des Glases und  $n_l = 1$  die Brechzahl der Luft ist. Ist das Substrat absorptionsfrei, dann ergeben sich Reflexion und Transmission des gesamten Substrat- $\text{TCO}_1\text{-}n_1p_1i_1\text{-}\text{TCO}_2\text{-}n_2i_2p_2\text{-}\text{TCO}_3$ -Schichtsystems, also des Sensors einschließlich der Glasdicke  $d_g$ , zu

$$R = \frac{R_g + R_s - 2R_g R_s}{1 - R_g R_s} \quad (75)$$

und

$$T = \frac{T_g T_s}{1 - R_g R_s}, \quad (76)$$

wobei  $R_s$  und  $T_s$  Reflexion und Transmission des  $\text{TCO}_1\text{-}n_1p_1i_1\text{-}\text{TCO}_2\text{-}n_2i_2p_2\text{-}\text{TCO}_3$ -Stapels sind, die man mit dem Matrizen Verfahren berechnen kann.

Ist jedoch die Kohärenzlänge größer als die Glasdicke, dann werden die an den Luft-Glas und an den Glas- $\text{TCO}_1$ -Grenzen unter Berücksichtigung der Phasenlage miteinander addiert. Das trifft für den vorliegenden Fall zu, da die Kohärenzlängen der im Stehenden Wellen Interferometer angewendeten Laser  $\gg d_g$  sind. Für die Berechnung der Reflexion und Transmission muss deshalb noch eine dicke Glasschicht in die Schichtfolge eingefügt werden.

Im Bild 32 sind Reflexion und Transmission für diesen Fall dargestellt. Die Modulation der Reflexions- und der Transmissionswerte ist durch das dicke Substrat verursacht. Auf die Substratdicke hat man keinen Einfluss, weil bereits die Ebenheit und die Parallelität des Glassubstrates im Bereich von Bruchteilen der Wellenlänge sind. Es genügt bereits die Änderung der Substratdicke von ca. 100 nm, um von einem Reflexionsminimum in das nächste Reflexionsmaximum zu kommen. Daher können nur die durch das Glassubstrat verursachten Reflexionsverluste für den optimierten Detektor bereits ca. 7% erreichen.

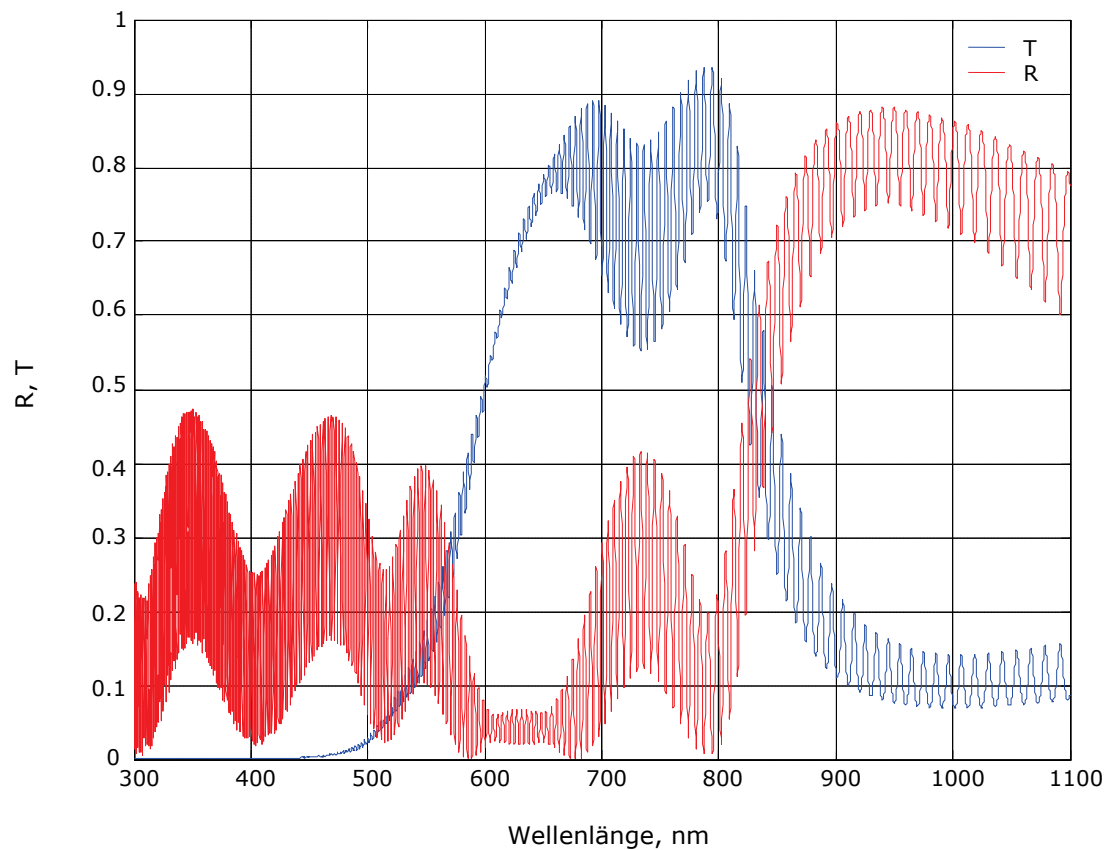


Bild 32. Berechnete Reflexion und Transmission für ein Glassubstrat, das dünner als die Kohärenzlänge ist

Durch die Entspiegelung des Substrates besteht eine Möglichkeit, die unerwünschten Intensitätsverluste an der Luft-Glasgrenze zu beseitigen. Die Entspiegelung kann man mit verschiedenen Verfahren erreichen [25]. Dazu gehören:

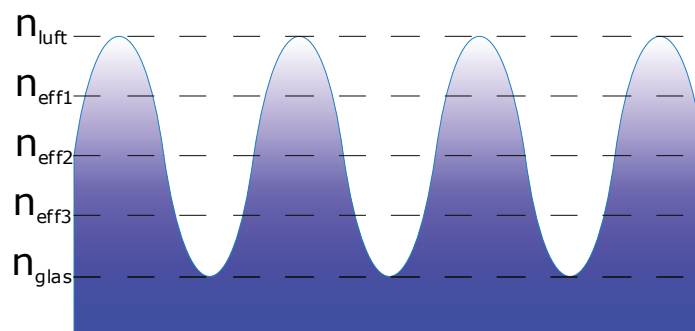


Bild 33. Periodische Oberflächenstruktur.

Mottenaugen-Effekt: Durch Gestaltung von feinen periodischen Oberflächenstrukturen, die kleiner als die verwendete Wellenlänge des Lichtes sind, kann die Reflexion bis unter 1%

verringert werden. Das Verfahren beruht auf einem kontinuierlichen Übergang des Brechungsindex von  $n_{\text{luft}} = 1$  bis  $n_{\text{glas}} = 1.5$ , was durch die Strukturierung der Oberfläche mit einer Sub-Wellenlängenstruktur erreicht wird (Bild 33).

Entspiegelung mittels  $\lambda/4$ -Einfachschicht: Die Oberfläche wird mit einer dünnen Schicht bedampft, deren Dicke genau ein Viertel der optischen Wellenlänge beträgt. Durch destruktive Interferenz zwischen dem an der Luft-Schichtgrenze reflektierten Licht und dem an der Grenzfläche zwischen der dünnen Schicht und dem Glassubstrat reflektiert wird, wird die Reflexionsminderung erreicht. Die Brechzahl der Schicht sollte im idealen Fall  $\sqrt{n_g} = 1,23$  sein, um die gleichen Amplituden der reflektierten Strahlen zu bekommen. Da die Brechzahlen von der Wellenlänge abhängig sind, kann eine optimale Entspiegelung mittels  $\lambda/4$ -Einfachschicht nur in einem relativ kleinen Spektralbereich erreicht werden.

Entspiegelung mit Mehrfachschichten: Das Prinzip der Reflexionsminderung beruht ebenfalls auf Interferenz. Die Beschichtung besteht aus aufeinander folgenden Schichten mit niedrigen und hohen Brechzahlen. Die Auswahl der Brechzahlen ist im Vergleich zur Entspiegelung mittels  $\lambda/4$ -Einfachschicht leichter zu lösen, aber die Ermittlung der passenden Schichtdicken ist kompliziert. Im Gegensatz zur Entspiegelung mittels  $\lambda/4$ -Einfachschicht kann der Reflexionsgrad in einem größeren Wellenlängenbereich herabgesetzt werden.

Mit der Entspiegelung des Glassubstrates mittels  $\lambda/4$ -Einfachschicht können die Reflexionsverluste für einen Wellenlängenbereich in der Umgebung von  $\lambda = 633 \text{ nm}$  erheblich reduziert werden. Ein geeigneter Stoff für die Entspiegelung ist Magnesiumfluorid ( $n = 1,38$ ). Im Bild 34 sind die berechneten Funktionsverläufe für Reflexion und Transmission für einen Detektor mit entspiegeltem Substrat dargestellt. Für das angewendete Glassubstrat ergibt sich eine maximale Reflexion von ca. 3%. Um bessere Ergebnisse zu erreichen, muss das angewendete Glassubstrat durch ein Glas mit einer Brechzahl von  $n = 1,9$  ersetzt werden. Dann wird die Amplitudenbedingung der Entspiegelung erfüllt und die Reflexion ist beinahe vollkommen ausgelöscht. Die Unempfindlichkeit der Entspiegelungsschicht gegenüber den im technologischen Prozess verwendeten chemischen Ätzmaterialien sowie gegen Temperaturen von  $400^\circ\text{C}$  ist jedoch unbekannt. Bei der Anwendung des Mottenaugen-Effektes braucht man die Beschichtungstechnologie nicht zu ändern. Statt des glatten Substrates kann ein Substrat mit einer fein strukturierten Oberfläche eingesetzt werden. Einziger Nachteil sind die hohen Kosten des strukturierten Substrates.

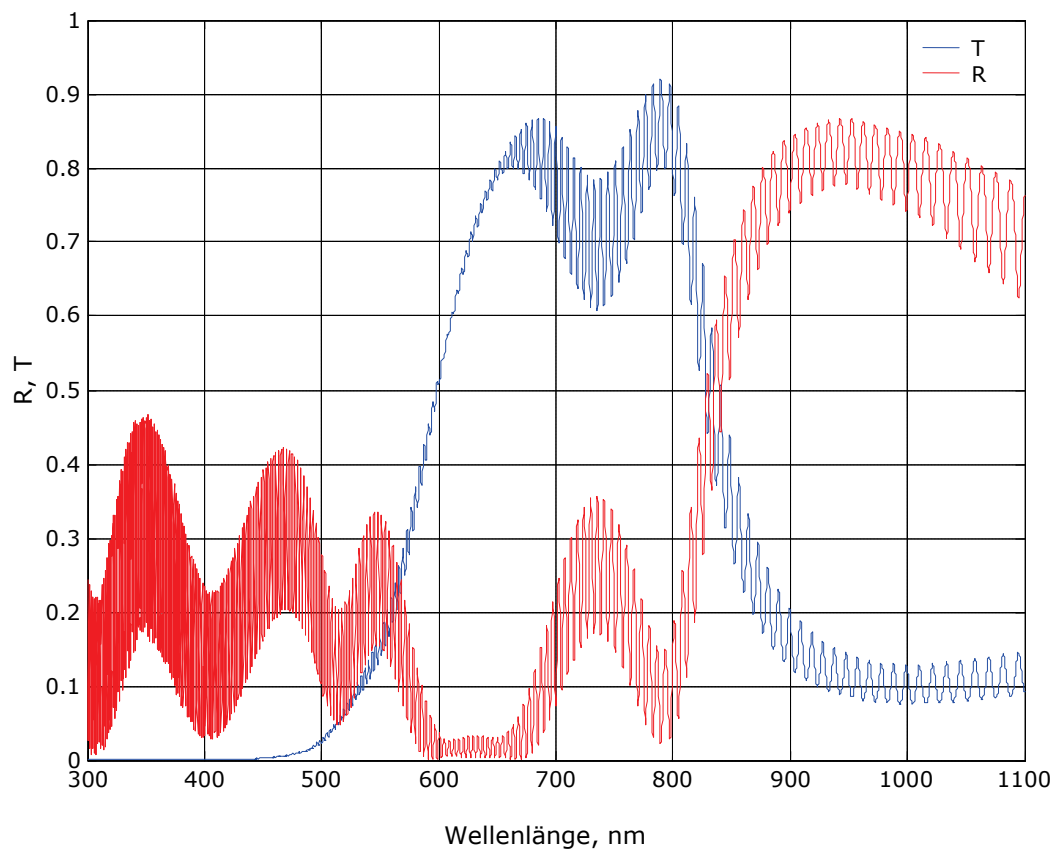


Bild 34. Berechnete Reflexion und Transmission bei entspiegeltem Glassubstrat

Die Entspiegelung des Substrats wurde in der Praxis wegen des Mangels an Erfahrung und des begrenzten Zeitrahmens nicht durchgeführt. Deshalb muss man mit einer Restreflexion rechnen, die im ungünstigen Fall ca. 7% betragen kann. Außer der erheblichen Reflexionsreduzierung führt die Entspiegelung auch zur Vereinheitlichung der optischen Eigenschaften der Detektoren. Daher sollte die Entspiegelung des Glassubstrats bei der kommerziellen Herstellung der Detektoren unbedingt realisiert werden.

## 4. Elektrische Eigenschaften des Transparenten Photodetektors

Der Transparente Phasenselektive Photodetektor besteht aus zwei übereinander gestapelten pin-Dioden. Die Kontaktierung der Dioden ist mit TCO-Elektroden (Transparent Conductive Oxide) ausgeführt. Daher kann man die elektrischen Eigenschaften des transparenten Photodetektors an einer pin-Diode mit transparenten Kontakten anschaulich erklären. Es wurden die Grenzfrequenz, die Leitfähigkeit der transparenten Kontakte und die Signalform untersucht.

### 4.1. Ersatzschaltung der transparenten pin-Diode

Zur verhaltensbeschreibenden Modellierung der pin-Diode wurde eine Ersatzschaltung verwendet. Die Ersatzschaltung bringt grundlegenden Aufschluss über die Grenzfrequenz, die Leitfähigkeit der Kontaktierung sowie über die Möglichkeit zur Optimierung dieser Parameter. Im Bild 35 ist die Ersatzschaltung der pin-Diode dargestellt [43, 44].

Der Serienwiderstand  $R_s$  der pin-Diode setzt sich aus dem Widerstand der hoch dotierten Bereiche bis zur Raumladungszone, dem Übergangswiderstand zwischen den Halbleiterschichten und den TCO-Schichten, dem Widerstand der TCO-Schichten und dem Widerstand der externen Kontaktierung zusammen. Der Serienwiderstand wird aus der I-U-Kennlinie der pin-Diode in Durchlassrichtung ermittelt.

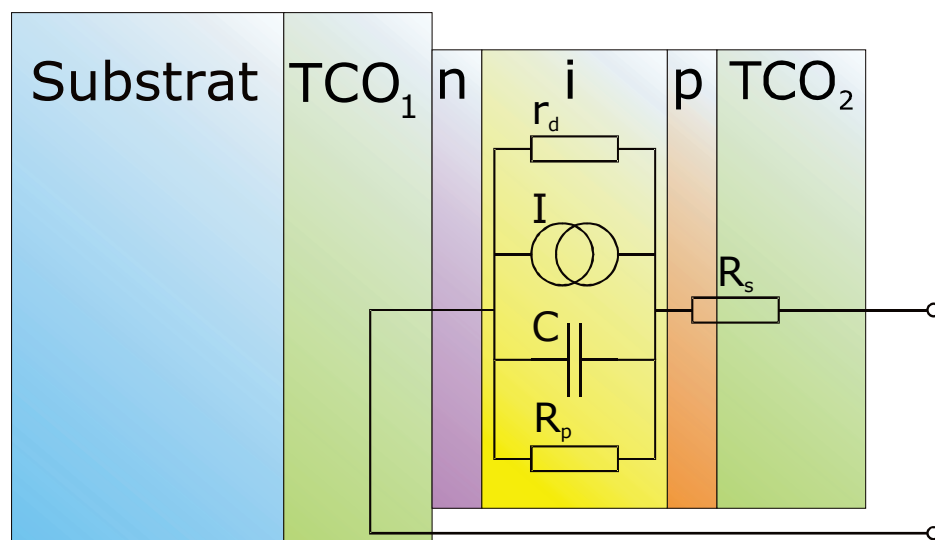


Bild 35. Ersatzschaltung der transparenten pin-Diode

Der Parallelwiderstand  $R_p$  beruht auf lokalen Shunt-Widerständen in der i-Schicht. Der Wert des Parallelwiderstandes wird aus der I-U-Kennlinie bei kleinen Sperrspannungen bestimmt. Bei einer Fläche der pin-Dioden von  $A_{pin} = 10,64 \text{ mm}^2$  und einer Dicke der i-Schicht im Bereich von 30 nm – 50 nm, wurden Werte des Parallelwiderstandes von 100 K $\Omega$  bis zu 2 G $\Omega$  gemessen. Der hohe Wert des Parallelwiderstandes kann durch eine Verbesserung des Herstellungsprozesses erreicht werden. Der Wert des Parallelwiderstands gibt Aufschluss über die Beschaffenheit der transparenten Dioden. Erweisen sich die gemessenen Werte kleiner als 200 K $\Omega$ , wird die pin-Diode als funktionsunfähig behandelt.

Die Kapazität C der pin-Diode beruht auf der geometrischen Kapazität der Raumladungszone. Die Kapazität der pin-Diode wird aus der Fläche der Diode  $A_{pin}$  und der Dicke der i-Schicht berechnet:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A_{pin}}{d_i} \quad (77)$$

Für die optimale Dicke der i-Schicht  $d_i = 40 \text{ nm}$ , einer Diodenfläche von  $A_{pin} = 10,64 \text{ mm}^2$  und der relativen Dielektrizitätskonstante des amorphen Siliziums von  $\varepsilon_r \approx 11$  ergibt sich die geometrische Kapazität der pin-Diode zu 26 nF.

Der differentieller Widerstand ergibt sich aus der Tangente im Arbeitspunkt der Diode. Man kann den Wert des differentiellen Widerstandes  $r_d$  aus der I-U-Kennlinie der Diode mit der Beziehung

$$r_d = \frac{\Delta U}{\Delta I} \quad (78)$$

abschätzen. Im Bild 36 sind im Forschungszentrum Jülich gemessene Dunkelkennlinien für transparente pin-Diode mit den Seriennummern 02b\_067 und 02b\_068 mit i-Schichtdicken von 30 nm, TCO-Schichtdicken von 240 nm und einer Fläche von  $10,64 \text{ mm}^2$  dargestellt. Aus diesen Kennlinien können die unbekannten Werte für den Parallelwiderstand und den Serienwiderstand bestimmt werden.

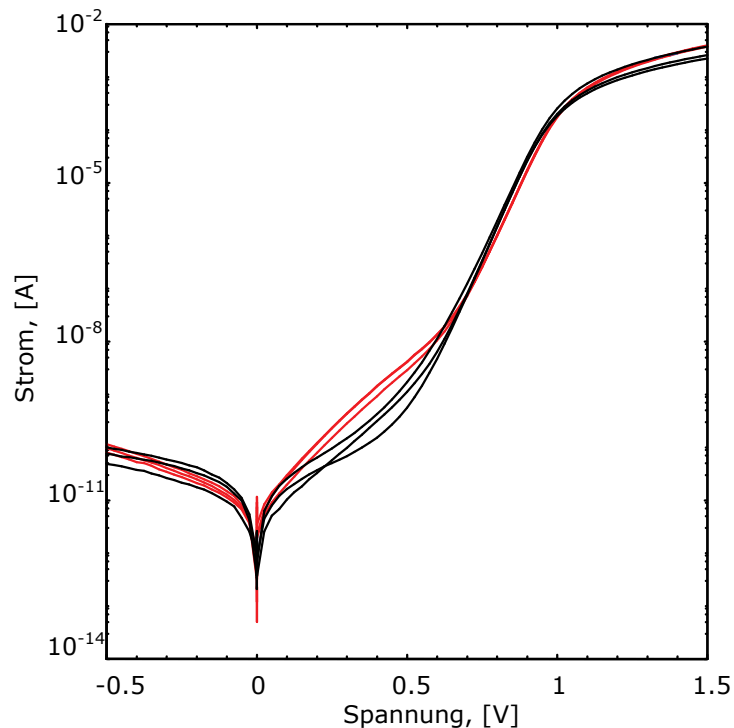


Bild 36. I-U-Kennlinie der nip-Diode

Der Parallelwiderstand  $R_p$  wird im Sperrspannungsbereich von  $-0,4 \text{ V} \dots -0,5 \text{ V}$  ermittelt. Der Serienwiderstand  $R_s$  kann in Durchlassrichtung bei  $1,4 \text{ V} \dots 1,5 \text{ V}$  berechnet werden. Der aus der I-U-Kennlinie berechnete Serienwiderstand liegt im Bereich von  $100 \, \Omega \dots 200 \, \Omega$ . Die höchsten Werte des Parallelwiderstandes liegen im Gigaohmbereich.

Die Photodiode stellt eine Stromquelle  $I$  dar. Der Diodenstrom besteht aus dem Dunkelstromanteil und dem Photostromanteil Gl. (12). Der Dunkelstrom wird aus der I-U-Kennlinie der pin-Diode im Sperrspannungsbereich ermittelt und liegt für beide Proben zwischen  $40 \text{ pA}$  und  $100 \text{ pA}$ . Den Photostrom kann man nach Gleichung (17) abschätzen. Die Photoempfindlichkeit der hergestellten Dioden mit  $d_i \approx 40 \text{ nm}$  liegt zwischen  $10$  und  $25 \mu\text{A/mW}$ .

In der Anfangsphase der Umstellung auf neue transparente Kontakte war die Anzahl der kurzgeschlossenen Dioden sehr groß. Im Forschungszentrum Jülich wurden unter unterschiedlichen Bedingungen hergestellte  $\text{TCO}_1$ -Schichten mittels Sekundär-Elektronen-Spektroskopie untersucht. Dabei wurden lokale Schichtdefekte festgestellt. Diese Defekte sind auf sehr kleine Flächen begrenzt und führen zum Shunten des Parallelwiderstandes. Die Ersatzschaltung der funktionierenden Detektoren wurde deshalb durch zwei RC-Glieder



parallel zum Parallelwiderstand ergänzt, um den störenden Einfluss von Verunreinigungen nachzubilden [44]. Beide RC-Glieder beschreiben die durch die Verunreinigungen des Substrates oder durch die Inhomogenität der TCO-Schichten entstehenden Abweichungen. Eine Dimensionierung der beiden RC-Glieder wurde nach dem gemessenen Amplitudenfrequenzgang durchgeführt.

#### 4.2. Dynamische Eigenschaften des Detektors

Für interferometrische Anwendungen im Maschinenbau und in der Fertigungstechnik ist die maximale Verfahrgeschwindigkeit des Messspiegels ein wichtiges Kriterium. In der Praxis werden nicht selten Verfahrgeschwindigkeiten bis zu 1 m/s erreicht. Bei einer Interferenzperiode von 316,4 nm und einer Verfahrgeschwindigkeit von 1 m/s entsteht eine Ordnungsfrequenz von 3,2 MHz am photoelektrischen Ausgang des Interferometers. Um einen breiteren Anwendungsbereich für das Stehende-Wellen-Interferometer zu gewährleisten, müssen hohe Verfahrgeschwindigkeiten des Messspiegels möglich sein.

Anhand der Ersatzschaltung lässt sich die Grenzfrequenz der pin-Diode ermitteln. Bestimmende Parameter für die Grenzfrequenz des transparenten Photodetektors sind die Kapazität und der Serienwiderstand. Die geometrische Kapazität  $C$  der i-Schicht und der Serienwiderstand  $R_s$  bilden zusammen eines RC-Tiefpasses (Bild 37) mit der Grenzfrequenz  $f_g$

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_s C} \quad (79)$$

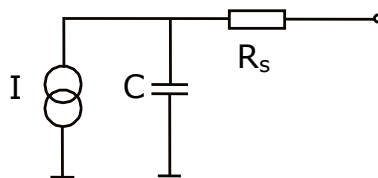


Bild 37. RC-Tiefpass

Für Serienwiderstände zwischen 200...100  $\Omega$  und einer Kapazität von  $C = 26$  nF ergeben sich Grenzfrequenzen im Bereich von 30...60 KHz. Diese berechneten Werte wurden durch die Messungen des Amplitudenfrequenzganges überprüft und bestätigt.

Um die Grenzfrequenz experimentell zu bestimmen, wurden die transparenten pin-Diode mit der Strahlung einer modulierbaren Laserdiode, die über eine maximale Modulationsfrequenz von 10 MHz bei einer Strahlungsleistung von 3 mW verfügt, beleuchtet. Die Modulationsfrequenz der Laserdiode wurde von 1 KHz bis zu 1 MHz geändert und der Amplitudenfrequenzgang des Photodetektors wurde aufgenommen. Die aus den Messungen ermittelte -3 dB Frequenz der Mehrzahl der Sensoren liegt zwischen 30...50 KHz.

Die berechneten und gemessenen Werte zeigen, dass Verfahrensgeschwindigkeiten des Messspiegels bis zu 16 mm/s sicher detektiert werden können. Um höhere Grenzfrequenzen zu erreichen, müssen die geometrische Kapazität und der Serienwiderstand verringert werden.

Die geometrische Kapazität kann durch

Verkleinerung der Diodenfläche,

Vergrößerung der i-Schichtdicke,

Einsatz von Halbleitern mit kleinerer relativer Dielektrizitätskonstante

wesentlich verringert werden.

#### 4.2.1. Verkleinerung der Diodenfläche

Im Bild 38 ist das Design des Transparenten Phasenselektiven Detektors dargestellt. Die Flächen der ersten und der zweiten Diode betragen  $10,64 \text{ mm}^2$  und  $8,9 \text{ mm}^2$ . Zum Vorteil dieses Designs zählt die Einfachheit der Technologie: für die Beschichtung sind lediglich drei Photomasken erforderlich. Zu den Nachteilen zählen: Relativ große und nicht optimal gestaltete Diodenflächen und kleine Flächen für den gemeinsamen Kontakt. Eine kleine Kontaktfläche bedeutet einen großen Serienwiderstand. Eine Vergrößerung der Kontaktfläche hätte jedoch eine noch größere geometrische Kapazität zur Folge als zuvor.

Durch ein neues geometrisches Design und technologische Verbesserungen sollen die dynamischen Eigenschaften des Detektors verbessert werden. Grundsätzlich kann die Fläche des Detektors im Verhältnis zum Durchmesser des Laserstrahls reduziert werden. Dieser Optimierungsschritt ist mit der Entwicklung eines neuen Maskensatzes verbunden und muss deshalb mit der Gestaltung des neuen Designs der Kontaktierung vereinbar sein. Im Forschungszentrum Jülich wurde ein Detektordesign vorgeschlagen, das aus fünf Photolackmasken besteht.

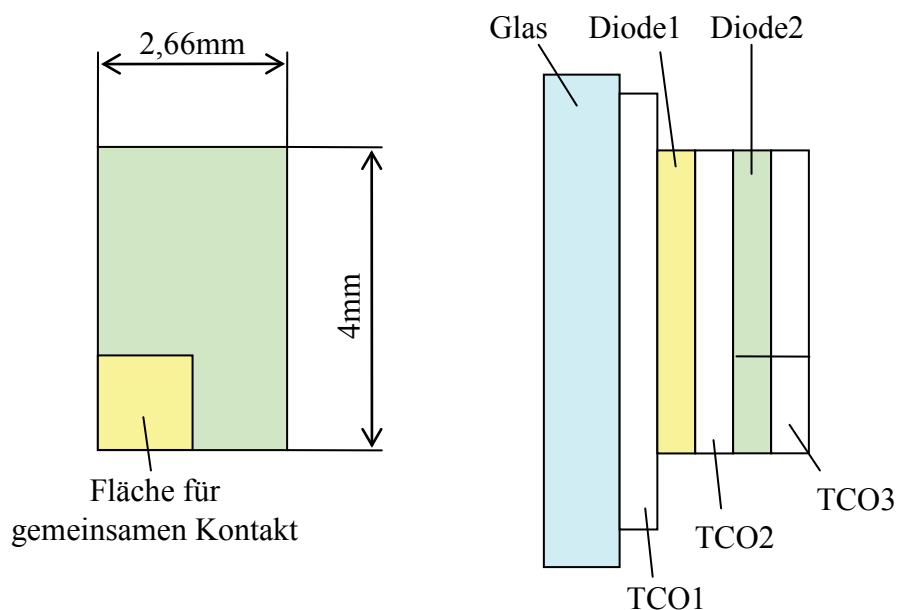


Bild 38. Design des TPSDs

Die Flächen der beiden Dioden wurden durch Anpassung an den Laserstrahldurchmesser auf  $5,3 \text{ mm}^2$  und  $8 \text{ mm}^2$  verringert. Durch Anwendung des Isolators können großflächige Kontaktpads auf dem Glassubstrat verwendet werden, ohne zusätzliche Kapazitäten hinzuzufügen. Die Isolationsschicht wurde aus Siliziumoxid und die großflächigen Kontaktpads wurden aus Al hergestellt. Alle TCO-Schichten sind mit Al- Ringkontakten versehen.

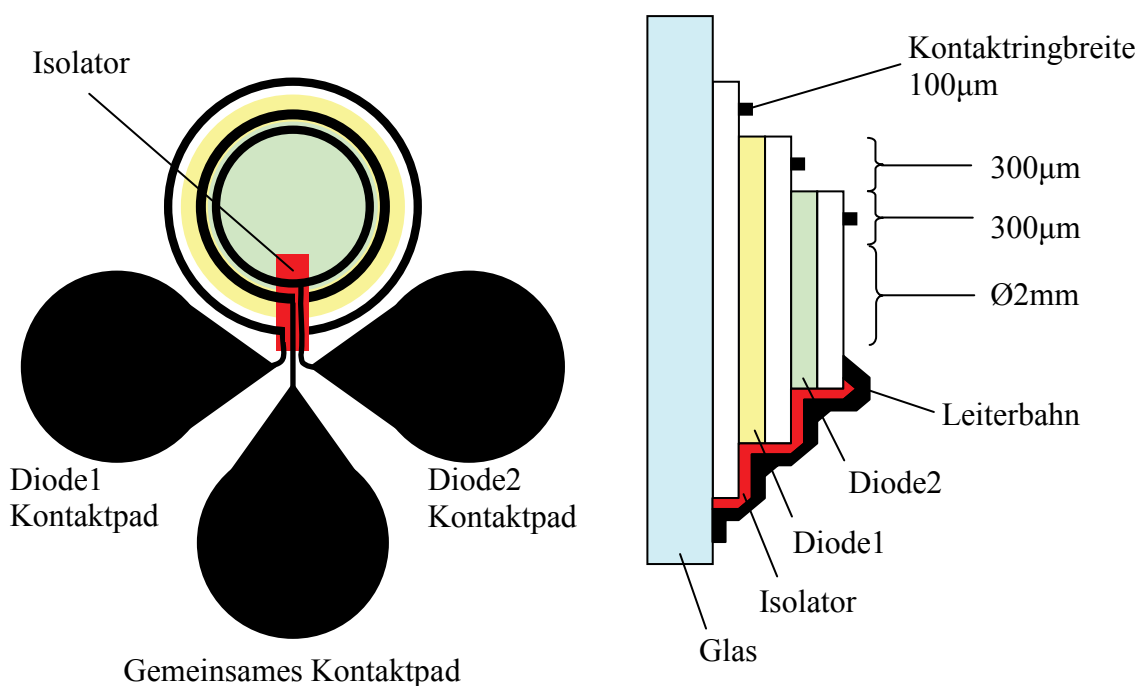


Bild 39. Verbessertes Design des TPSDs

Alle Versuche zur Herstellung von Detektoren mit dem neuen Fünf-Masken-Satz waren jedoch ohne Ergebnis, da sich die vertikale Führung der Leiterbahnen zwischen den Kontaktpads als problematisch erwies.

#### 4.2.2. Vergrößerung der i-Schichtdicke

Es wurde eine Reihe von Dioden mit verschiedenen i-Schichtdicken zur Untersuchung der Abhängigkeit des Interferenzkontrastes von der i-Schichtdicke hergestellt. Anhand dieser Proben kann auch der Einfluss der Vergrößerung der i-Schichtdicke auf die Grenzfrequenz untersucht werden. Für die Seriennummern 01b\_311a, 01b\_307a, 01b\_306a, 01b\_312a mit i-Schichtdicken entsprechend 16 nm, 25 nm, 40 nm und 60 nm liegen die Grenzfrequenzen im Bereich von 3...4 KHz, 3...5 KHz, 1...1,5 KHz und 6...12 KHz.

Tabelle 1

Probe Nr.	i-Schichtdicke, nm	Diodenfläche, mm <sup>2</sup>	Rs, K $\Omega$	Gemessene Grenzfrequenz, KHz
01b_311a	16	10,64	1...1,5	3...4
01b_307a	25	10,64	1...1,5	3...5
01b_306a	40	10,64	4...6	1...1,5
01b_312a	60	10,64	1...2	6...12

Die Seriennummer 01b\_306a mit einer i-Schichtdicke von 40 nm und einer Grenzfrequenz von 1...1,5 KHz fällt aus der Reihe. Ursache dafür ist der sehr hohe Serienwiderstand von ca. 4...6 K $\Omega$ .

Den Interferenzkontrast betreffend sollte die optimale i-Schichtdicke ca. 40 nm sein. Aus dem Verlauf der Abhängigkeit des Interferenzkontrastes von der i-Schichtdicke beträgt die nächste optimale i-Schichtdicke ca. 120 nm (Bild 21). Die transparenten Detektoren mit den Seriennummern 03b\_050b und 03b\_053b haben i-Schichtdicken von 120 nm. Die experimentell ermittelten Grenzfrequenzen für beide Proben liegen über 300 KHz. Diese Vergrößerung der Grenzfrequenz ist neben der Verringerung der Kapazität auch auf die gleichzeitige Verringerung des Serienwiderstandes zurückzuführen.

#### 4.2.3. Halbleiter mit kleiner Dielektrizitätskonstante

Wie die Diodenfläche und die i-Schichtdicke hat auch die relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  direkten Einfluss auf die geometrische Kapazität der Diode. Obwohl der Übergang von amorphem Silizium  $a\text{-Si:H}$  mit  $\epsilon_r \approx 11$  zu amorphem Siliziumkohlenstoff  $a\text{-SiC:H}$  mit  $\epsilon_r \approx 9$  lediglich eine Verkleinerung der Kapazität um 1,2-mal ergab, wurde eine enorme Erhöhung der Anzahl von funktionierenden Dioden beobachtet. Diese positive Wirkung des neuen Halbleitermaterials war bei der Beschichtung der relativ dünnen Dioden mit der i-Schichtdicke von ca. 40nm besonders deutlich. Eine hohe Härte des amorphen Siliziumkohlenstoffs erhöhte den Parallelwiderstand und neutralisierte die Wirkung der Verunreinigungen.

Die Ausfallrate der dünnen Dioden aus amorphem Silizium betrug ca. 60%. Im Fall des Transparenten Phasenselektiven Photodetektors, wo zwei transparenten Dioden aufeinander beschichtet waren, ergab sich eine Ausfallrate von 80%. Durch den Einsatz des amorphen Siliziumkohlenstoffs gelang es, eine Ausfallrate der einfachen Dioden von weniger als 10% zu erreichen, was für die Transparenten Phasenselektiven Dioden eine Ausfallrate von ca. 20% bedeutete.

Die Photoempfindlichkeit des amorphen Siliziumkohlenstoffs erwies sich jedoch um ca. 4-mal kleiner als die Photoempfindlichkeit des amorphen Siliziums. Aus diesem Grunde wurde die photoaktive Schicht als Kombination von amorphem Silizium und amorphem Siliziumkohlenstoff hergestellt, um die Ausbeute und die Photoempfindlichkeit hoch zu halten. Die erste Hälfte der i-Schicht wurde aus  $a\text{-Si:H}$  und die zweite Hälfte aus  $a\text{-SiC:H}$  hergestellt. Die Ausfallrate der so hergestellten Dioden betrug ca. 20%, d.h. ca. 36% für die Transparenten Phasenselektiven Detektoren mit einer Photoempfindlichkeit um ca. 1,5-mal kleiner als die Photoempfindlichkeit des amorphen Siliziums.

Obwohl die Verringerung der Kapazität durch die Anwendung von  $a\text{-SiC:H}$  sehr gering war und die Photoempfindlichkeit der Detektoren abnahm, hat die Kombination von amorphem Silizium mit amorphem Siliziumkohlenstoff die Anzahl der funktionierenden Dioden und den Parallelwiderstand deutlich erhöht. Die Anwendung des amorphen Siliziumkohlenstoffs führte auch zur Verbesserung der Kontaktierung zwischen der p-Schicht und der i-Schicht. Demzufolge wurden bei den Dioden aus  $a\text{-SiC:H}$  kleinere Serienwiderstandswerte festgestellt.

#### 4.2.4. Optimierung des Serienwiderstandes

Parallel zur Verringerung der geometrischen Kapazität wurden weitere Untersuchungen zur Reduzierung des Serienwiderstandes durchgeführt. Außer der Verbesserung der externen Kontaktierung kann durch die Parameter:

- Depositionstemperatur,
- Temperierung,
- Dicke der TCO-Schichten

noch Einfluss auf den Serienwiderstandwert genommen werden.

Der Einfluss der externen Kontakte auf die Grenzfrequenz der transparenten Dioden ist am Beispiel der Seriennummern 01b\_194b und 01b\_195b sehr anschaulich. Es handelt sich um relativ großflächige  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  Proben mit einer i-Schichtdicke von 40 nm, die zur Untersuchung der  $\text{TCO}_1\text{-nip-TCO}_2$  und  $\text{TCO}_1\text{-pin-TCO}_2$  Schichtfolgen hergestellt wurden. Die Dicken der einzelnen Schichten wurden für beide Proben gleich festgelegt. Auf eine Hälfte der Dioden von beiden Proben wurde eine dünne Silberschicht auf die  $\text{TCO}_2$ -Schicht aufgedampft. Die Grenzfrequenz für die Seriennummern 01b\_194b und 01b\_195b, die ohne Silberschicht hergestellt waren, betrug ca. 4 KHz. Mit den gleichen Dioden, die jedoch mit einem Silberrückkontakt versehen wurden, wurde eine Grenzfrequenz von ca. 48KHz erreicht. Die Transmission der Dioden mit Silberschicht verringerte sich im Vergleich zu den anderen Dioden auf beiden Proben um ca. 50%, was die Dioden mit Silberrückkontakt zum Detektieren der stehenden Wellen ungeeignet macht. Eine Lösung dafür könnten die Metallringkontakte und der neue Maskensatz sein (Bild 39). Viele der ersten Proben der einzelnen Dioden wurden mit Metallringkontakten hergestellt. Die Al-Schicht mit einer Dicke von ca.  $0,7 \text{ }\mu\text{m}$  wurde am Umfang der Diode aufgedampft.

Nach mehreren Untersuchungen zeigte sich, dass die TCO-Schichten einen entscheidenden Einfluss auf den Serienwiderstand haben. Die transparenten Kontakte bestehen bei den meisten Proben aus ZnO mit unterschiedlichen Al-Dotierungen von 0.5%, 1% und 2%. Im Gegensatz zur  $\text{TCO}_1$ -Schicht, die in der Sputteranlage bei einer Temperatur von  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ , einem Druck von 0,3 mTorr und einer Leistung von 225 W hergestellt wird, werden Rückkontakte unter "sanften" Bedingungen beschichtet, um den nur ca. 80 nm dicken nip-Schichtstapel nicht zu zerstören. Als Folge der niedrigeren Temperatur und der niedrigeren

Leistung ist jedoch die Leitfähigkeit der  $\text{TCO}_2$ -Schicht durch die geringere Kristallitgröße, die geringere Materialdichte und den höheren Einfluss der Korngrenzeneffekte niedriger.

Die Temperierung der dünnen Oxidschichten verbessert ihre elektrischen Eigenschaften. Der Effekt der Temperierung wird durch die Chemisorption des Sauerstoffs verursacht und hat Einfluss auf die Kristallitgröße, die Größe der Körnigkeit und die Erhöhung der Ladungsträgeranzahl [46]. Diese Effekte sind von einem Oxidstoff zum anderen Oxidstoff sehr unterschiedlich. Die Temperierung wurde bei einer Temperatur von ca. 210 °C im Vakuum für mehrere Stunden durchgeführt. Die Zunahme der Kristallitgröße und die Vergrößerung der Körnigkeit wirken sich dann aus, wenn die Temperierungstemperatur wesentlich größer ist als die Depositionstemperatur. Die beobachtete Herabsetzung des Serienwiderstandes nach der Temperierung ist daher hauptsächlich durch die Erhöhung der Leitfähigkeit der  $\text{TCO}_2$ -Schicht, die bei Raumtemperatur in der Sputteranlage beschichtet wurde, hervorgerufen.

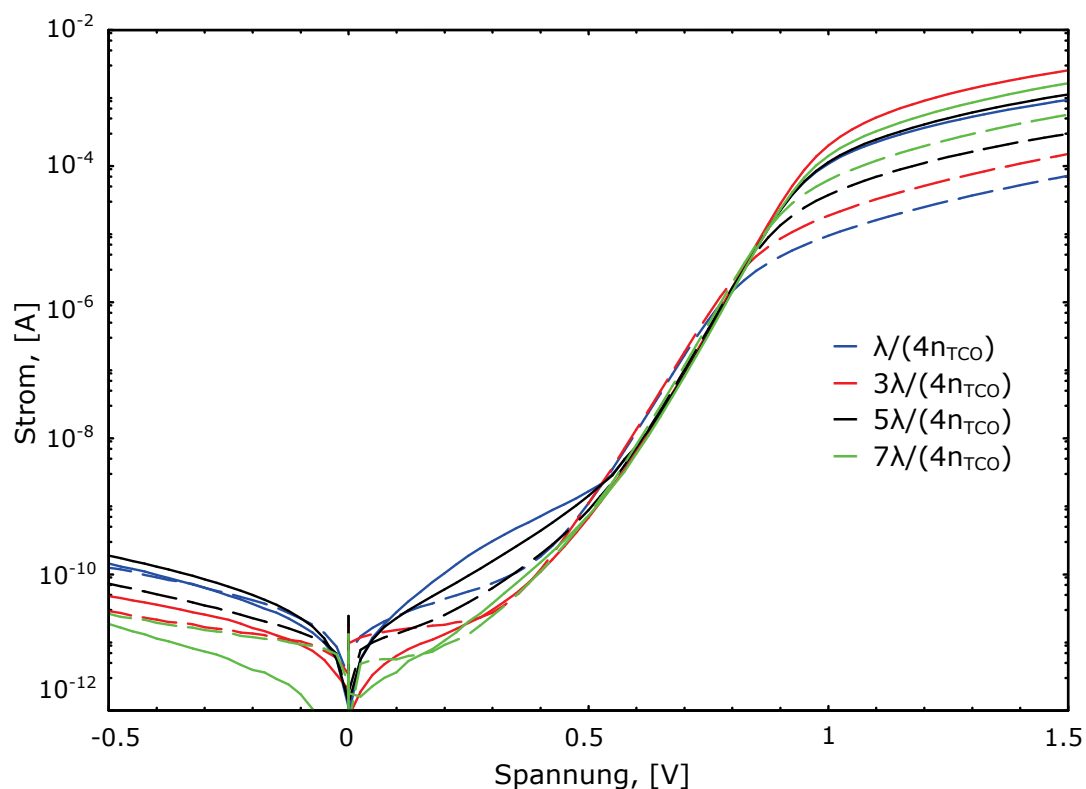


Bild 40. I-U-Kennlinien der Dioden mit der Seriennummer 01b\_480

Im Bild 40 sind die I-U-Kennlinien der Seriennummer 01b\_480 dargestellt. Diese transparenten Photodioden haben gleiche  $\text{TCO}_1$ -Schichtdicken von 250 nm, aber die Dicke des  $\text{TCO}_2$ -Rückkontaktes wurde variiert. Die I-U-Kennlinien der Dioden mit  $\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ -,

$3\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ -,  $5\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ - und  $7\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ - Rückkontakten sind mit den gestrichelten Linien dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen die I-U-Kennlinien nach der Temperierung dar. Die Veränderungen im Verlauf der I-U-Kennlinie im Bereich zwischen ca. 1 und 1,5V, in dem der Serienwiderstand ermittelt wird, sind sehr anschaulich. Die transparenten Dioden zeigen nach der Temperierung deutlich kleinere Serienwiderstände. Durch die Temperierung wurde die Leitfähigkeit der  $\text{TCO}_2$ -Schicht verbessert, wodurch sich der Serienwiderstand der Diode verringerte.

#### 4.2.5. Untersuchung des Einflusses der Dicke der Kontaktschichten auf Serienwiderstand

Ein weiterer Parameter, der den Serienwiderstand wesentlich beeinflussen kann, ist die Dicke der transparenten Kontaktschicht. Bei sehr dünnen Kontaktschichten ist die Leitfähigkeit der Kontakte bzw. der Serienwiderstand von deren Dicken sehr stark abhängig. Die Oberfläche der dünnen Schichten beeinflusst die Beweglichkeit der Ladungsträger durch Unterbrechungen des Ladungstransports und führt dadurch zur Streuung der Ladungsträger. Zusätzlich beeinflussen die Verunreinigungen im Gitter und die große Anzahl der Strukturfehler den Serienwiderstand. Im Fall der transparenten Kontakte handelt es sich um Schichtdicken von nur ca. 80 nm. Der Einfluss der Schichtoberfläche und der Verunreinigungen auf die Leitfähigkeit der dünnen Schichten ist sehr groß.

Der Einfluss der beiden TCO-Schichten auf den Serienwiderstand wurde getrennt untersucht, weil die  $\text{TCO}_1$ - und  $\text{TCO}_2$ -Schichten bei verschiedenen Depositionsparametern hergestellt werden. Zur Untersuchung des Einflusses der  $\text{TCO}_1$ -Schicht auf den Serienwiderstand wurden vier Proben mit den Seriennummern 01b\_336a, 01b\_336b, 01b\_337a und 01b\_337b mit unterschiedlichen  $\text{TCO}_1$ -Schichtdicken beschichtet. Die Dicken der  $\text{TCO}_1$ -Schichten betrugen: bei einer Probe  $\lambda_0/4n_{\text{TCO}}$ , bei zwei Proben  $3\lambda_0/4n_{\text{TCO}}$  und bei einer weiteren Probe  $7\lambda_0/4n_{\text{TCO}}$ . Die Schichtdicken folgen der  $(2n+1)\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ -Regel, um jeweils ein Reflexionsminimum durch destruktive Interferenz in der  $\text{TCO}_1$ -Schicht zu bekommen.

Im Bild 41 ist die ermittelte Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der  $\text{TCO}_1$ -Schichtdicke dargestellt. Die roten Dreiecke entsprechen den gemessenen Serienwiderstandswerten der untersuchten Proben. Der Serienwiderstand für dünne Schichten ist sehr groß. Mit steigender  $\text{TCO}_1$ -Schichtdicke nimmt der Serienwiderstand rasch ab und ab ca. 250...300 nm verringert sich der Serienwiderstand mit weiter steigender Schichtdicke nur noch unwesentlich. Die



transparenten Oxidschichten sind dann hinreichend dick, so dass die Streuung der Ladungsträger durch Oberflächeneffekte und Strukturfehler beinahe keinen Einfluss mehr auf den Serienwiderstand haben.

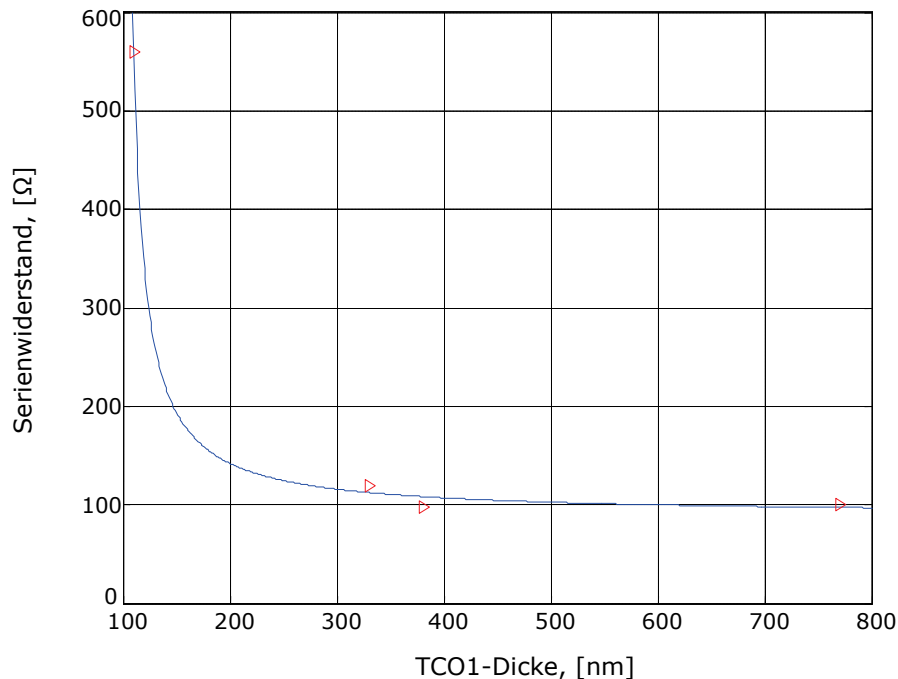


Bild 41. Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der TCO<sub>1</sub>-Schichtdicke

In Tabelle 2 sind die gemessenen Serienwiderstandswerte und die Grenzfrequenzen für die Seriennummern 01b\_336a, 01b\_336b, 01b\_337a und 01b\_337b eingetragen. Die Dicken der ersten Kontaktschicht wurden mit dem Profilometer im Forschungszentrum Jülich bestimmt. Die i-Schicht bestand bei allen Proben aus 20nm a-Si:H und 20 nm a-SiC:H. Die Dicken der n-dotierten Schichten wurden mit 20 nm für alle Proben gleich beschichtet. Die TCO<sub>2</sub>-Schichtdicke betrug ca. 240 nm.

Die gemessenen Serienwiderstandswerte bei den Dioden mit  $d(\text{TCO}_1)=110\text{nm}$  liegen über  $500\Omega$ . Bei den Dioden mit  $d(\text{TCO}_1)=330\text{ nm}$ ,  $380\text{ nm}$  und  $770\text{ nm}$  ist der Serienwiderstand schon beinahe konstant und liegt im Bereich zwischen  $95\text{ }\Omega$  und  $140\text{ }\Omega$ . Eine Tendenz zur Erhöhung der Grenzfrequenz mit steigenden Kontaktschichtdicken ist ebenfalls erkennbar. Die Grenzfrequenz ist sowohl vom Serienwiderstand als auch von der Kapazität der Diode abhängig. Die relativ hohe Grenzfrequenz der Seriennummer 01b\_336a von ca. 300 KHz ist wahrscheinlich auf eine Abweichung bei der Beschichtung der i-Schichtdicke

zurückzuführen. Der Serienwiderstand und die Grenzfrequenz der Seriennummern 01b\_337a und 01b\_337b sind fast gleich und von der Dicke der TCO<sub>1</sub>-Schicht unabhängig.

Tabelle 2.

Probe Nr.	TCO <sub>1</sub> - Schicht- dicke, nm	TCO <sub>2</sub> - Schichtdicke	i-Schicht- dicke	Dioden- fläche, mm <sup>2</sup>	Rs, Ω	Gemessene Grenzfrequenz, KHz
01b_336b	110 ( $\lambda_0/4n$ )	$3\lambda_0/4n$	$\lambda_0/4n$	10,64	560	50...70
01b_336a	330 ( $3\lambda_0/4n$ )	$3\lambda_0/4n$	$\lambda_0/4n$	10,64	140	300
01b_337a	380 ( $3\lambda_0/4n$ )	$3\lambda_0/4n$	$\lambda_0/4n$	10,64	95	100
01b_337b	770 ( $7\lambda_0/4n$ )	$3\lambda_0/4n$	$\lambda_0/4n$	10,64	100	100

Zur Untersuchung der TCO<sub>2</sub>-Schicht wurden insgesamt acht Proben hergestellt. Vier Proben mit den Seriennummern 01b\_480a, 01b\_480b, 01b\_480c, 01b\_480d sind mit einer i-Schichtdicke von 25 nm und mit jeweils variiertem TCO<sub>2</sub>-Schichtdicke in  $(2n+1)\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ -Schritten angefertigt. Die übrigen vier Proben mit den Seriennummern 01b\_481a, 01b\_481b, 01b\_481c, 01b\_481d haben eine i-Schichtdicke von 40 nm und die TCO<sub>2</sub>-Schichtdicken wurden ebenfalls in  $(2n+1)\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ -Schritten hergestellt. Damit die nicht an der Untersuchung beteiligten Schichten (TCO<sub>1</sub>, pin) über gleiche Eigenschaften verfügen, wurden die Seriennummern 01b\_480a bis 01b\_480d und 01b\_481a bis 01b\_481d jeweils gleichzeitig deponiert und lediglich die TCO<sub>2</sub>-Schichten wurden getrennt aufgetragen.

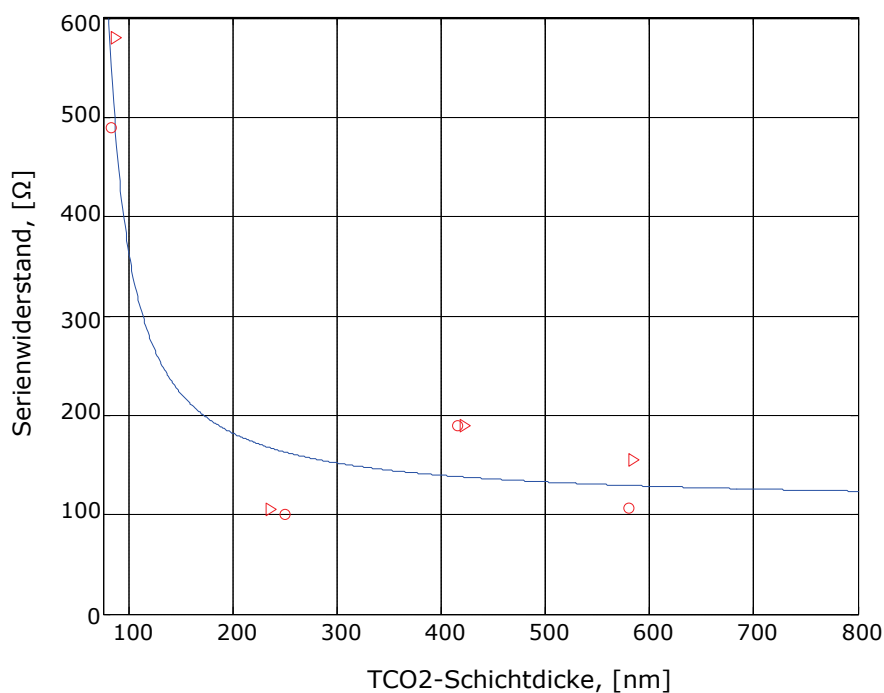
Die Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Dicke der mit Raumtemperatur hergestellten TCO<sub>2</sub>-Schicht zeigt ein ähnliches Verhalten, wie es bereits bei der TCO<sub>1</sub>-Schicht beobachtet wurde (Bild 42). Die gemessenen Serienwiderstände und die Grenzfrequenzen sind in Tabelle 3 eingetragen.

Solange die Dicke des Rückkontaktes kleiner als 250 nm ist, sinkt der Serienwiderstand sehr stark mit steigender Schichtdicke. Danach bleibt der Serienwiderstand nahezu konstant. Die gemessenen Serienwiderstandswerte der 01b\_480- und 01b\_481-Serie sind mit roten Kreisen und roten Dreiecken bezeichnet. Infolge von Verunreinigungen haben die 01b\_480c- und 01b\_481c-Dioden anscheinend relativ große Serienwiderstände, was sich direkt auf die Verringerung der Grenzfrequenz auswirkt.

Tabelle 3.

Probe Nr.	TCO <sub>1</sub> - Schicht- dicke	TCO <sub>2</sub> - Schicht- dicke, nm	i-Schicht- dicke, nm	Dioden- fläche, mm <sup>2</sup>	Rs, Ω	Gemessene Grenzfrequenz KHz
01b_480a	$3\lambda_0/4n$	83 ( $\lambda_0/4n$ )	25	10,64	490	20
01b_480b	$3\lambda_0/4n$	250 ( $3\lambda_0/4n$ )	25	10,64	100	70
01b_480c	$3\lambda_0/4n$	415 ( $5\lambda_0/4n$ )	25	10,64	190	30
01b_480d	$3\lambda_0/4n$	580 ( $7\lambda_0/4n$ )	25	10,64	109	40
01b_481a	$3\lambda_0/4n$	86 ( $\lambda_0/4n$ )	40	10,64	580	40
01b_481b	$3\lambda_0/4n$	235 ( $3\lambda_0/4n$ )	40	10,64	105	120
01b_481c	$3\lambda_0/4n$	422 ( $5\lambda_0/4n$ )	40	10,64	190	80
01b_481d	$3\lambda_0/4n$	584 ( $7\lambda_0/4n$ )	40	10,64	106	160

Der Vergleich der 01b\_480- und 01b\_481-Serie zeigt, dass die Vergrößerung der TCO<sub>2</sub>-Schichtdicke die gleiche Auswirkung auf den Serienwiderstand hat. Als Folge der Verringerung des Serienwiderstandes wurde eine Erhöhung der Grenzfrequenz registriert.

Bild 42. Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der TCO<sub>2</sub>-Schichtdicke

Dabei zeigten die transparenten Dioden der 01b\_481-Serie mit der dickeren photoaktiven Schicht deutlich höhere Grenzfrequenzen als die Dioden mit den fast gleichen Serienwiderstandswerten, aber mit der dünneren photoaktiven Schicht.

Die Untersuchungen zeigen, dass die Oberflächeneffekte und Verunreinigungen eine enorme Auswirkung auf die Leitfähigkeit der dünnen transparenten Kontakte bzw. den Serienwiderstand der pin-Diode haben. Diese störenden Auswirkungen der Oberflächeneffekte wurden durch die Vergrößerung der beiden TCO-Schichtdicken unwirksam gemacht. In beiden Fällen nahm der Serienwiderstand mit steigender Kontaktschichtdicke zunächst rasant ab. Ab Schichtdicken von ca. 250 nm bleibt der Serienwiderstand jedoch nahezu konstant. Für Schichtdicken  $> 250$  nm hat die Streuung der Ladungsträger durch die Oberflächeneffekte beinahe keinen Einfluss mehr auf die Leitfähigkeit der beiden transparenten Kontakte. Demzufolge hat eine weitere Vergrößerung der Kontaktschichtdicken auch keine Auswirkung auf die Leitfähigkeit bzw. den Serienwiderstand der Diode. Das lässt den Schluss zu, dass die TCO-Schichtdicken  $\geq 250$  nm die optimalen Kontakte für transparente Diode darstellen. Die Schichtdicken der beiden TCO-Schichten haben jedoch einen Einfluss auf Reflexion und Transmission des transparenten Detektors. Um ein Reflexionsminimum zu bekommen, wurden die Schichtdicken gemäß der  $(2n+1)\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$ -Reihe gewählt. Je dünner die TCO-Schicht aus dieser Reihe ist, desto breiter sind die Reflexionsminima. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache und der Abhängigkeit des Serienwiderstandes von der Kontaktschichtdicke ergibt sich für beide TCO-Schichten der pin-Diode eine optimale Dicke von  $3\lambda_0/(4n_{\text{TCO}})$  bzw. ca. 240nm. Dieser Wert wurde als erster Näherungswert für die TCO<sub>1</sub>- und TCO<sub>3</sub>-Schicht bei der Optimierung des TPSD eingesetzt.

#### 4.3. Charakterisierung des Transparenten Phasenselektiven Detektors

In diesem Kapitel werden wichtige Eigenschaften des Transparenten Phasenselektiven Photodetektors (TPSD) beschrieben, die überwiegend aus den Untersuchungen der einfachen transparenten Dioden gewonnen wurden. Wie bei den transparenten pin-Dioden wird die Kontaktierung des TPSDs über transparente leitfähige TCO-Schichten, die mittels Sputtertechnik hergestellt werden, realisiert. Der Einsatz von ZnO-Schichten führt für den Front- und Rückkontakt darüber hinaus auch zu einer Brechungsindexanpassung und somit zu einer Verringerung der Reflexion, die durch Anpassung der einzelnen Schichtdicken zustande kommt. Die mittlere TCO-Schicht dient als gemeinsamer Kontakt für beide Dioden. Das

vereinfacht die Herstellungstechnologie der Detektoren, die mittels eines Zwei-Maskenprozesses beschichtet werden.

Die transparenten Detektoren werden mittels photolithographischer Verfahren und durch chemisches Ätzen geometrisch strukturiert. Die Fläche der ersten Diode beträgt  $10,64 \text{ mm}^2$ . Um die  $\text{TCO}_2$ -Schicht für die Kontaktierung zugänglich zu machen, wurde die Fläche der zweiten Diode etwas kleiner hergestellt. Sie beträgt  $8,9 \text{ mm}^2$  (Bild 38). In der Tabelle 4 sind wichtige Parameter der im Forschungszentrum Jülich hergestellten TPSDs eingetragen.

Tabelle 4.

Schicht	Dicke, nm	Stoff	Dotierung	Temperatur
$\text{TCO}_1$	240	ZnO	Alu 0,5%	$400^\circ\text{C}$
n	20	a-Si:H	P ( $\text{PH}_3$ und $\text{H}_2$ )	$210^\circ\text{C}$
i	20	a-Si:H	–	$210^\circ\text{C}$
	20	a-SiC:H		
p	30	a-SiC:H	B ( $\text{B}_2\text{H}_6$ und He)	$210^\circ\text{C}$
$\text{TCO}_2$	160	ZnO	Alu 0,5%	Raumtemperatur
n	20	a-Si:H	P ( $\text{PH}_3$ und $\text{H}_2$ )	$210^\circ\text{C}$
i	20	a-Si:H	–	$210^\circ\text{C}$
	20	a-SiC:H		
p	30	a-SiC:H	B ( $\text{B}_2\text{H}_6$ und He)	$210^\circ\text{C}$
$\text{TCO}_3$	240	ZnO	Alu 0,5%	Raumtemperatur

Die ersten TPSDs hatten eine  $\text{TCO}_1$ -pin- $\text{TCO}_2$ -nip- $\text{TCO}_3$ -Schichtfolge. In der Praxis zeigte sich, dass die nip-Abscheidereihenfolge im Vergleich zur pin-Schichtfolge zu einer Verringerung der Ausfallrate der transparenten Dioden durch Kurzschlüsse bzw. sehr niedrigen Parallelwiderstand führt. Die härtere p-Schicht schützt die darunterliegenden Schichten vor Sputterschäden der  $\text{TCO}_2$ -Beschichtung. Deshalb wurde auf einem 1,1mm dicken Glassubstrat eine  $\text{TCO}_1$ -nip- $\text{TCO}_2$ -nip- $\text{TCO}_3$  Schichtfolge abgeschieden. Wie bei den einzelnen Dioden wurde die Schichtdickenfolge  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)$ - $\lambda/2(\text{nip})$ - $\lambda/2(\text{TCO}_2)$ - $\lambda/2(\text{nip})$ - $3\lambda/4(\text{TCO}_3)$  gewählt. Im Bild 43 sind die gemessene Transmission und Reflexion eines TPSDs dargestellt. Die Transmission des gesamten aus neun Einzelschichten bestehenden Bauelements beträgt 0.7 und die Reflexion ist mit 0.12 relativ hoch. Die Dicke der beiden photoaktiven Schichten beträgt 40 nm. Die i-Schicht besteht aus amorphem Silizium und

amorphem Siliziumkohlenstoff, wodurch eine Ausfallrate des TPSDs von weniger als 40% erreicht wird.

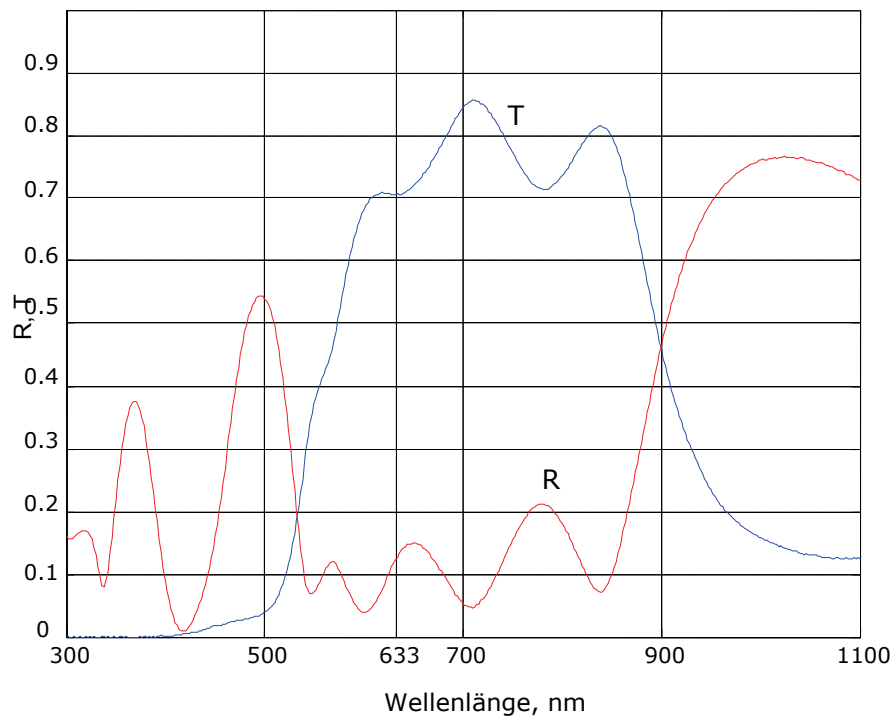


Bild 43. Gemessene Reflexion und Transmission eines TPSDs

Obwohl die Schichtdicken der photoaktiven Schichten beider Photodioden gleich sind, kommt es zu geringen Unterschieden der Photoempfindlichkeit, weil ein Teil des Lichtes in der ersten Diode absorbiert wird. Im Bild 44 sind nach Messungen des FZ Jülich die Quanteneffizienzen  $\eta$  für die Belichtung von der Glasseite und der  $\text{TCO}_3$ -Seite dargestellt. Die durchgezogene Linie beschreibt  $\eta$  von der Glasseite und die gestrichelte Linie beschreibt  $\eta$  von der  $\text{TCO}_3$ -Seite. Bei der Belichtung des Detektors von der Glasseite zeigt die erste Diode eine größere Quanteneffizienz als die zweite Diode. Bei der Belichtung von der  $\text{TCO}_3$ -Seite kehren sich die Verhältnisse um und die zweite Diode zeigt eine größere Photoempfindlichkeit als die erste Diode. Da die absorbierenden Schichten sehr dünn sind und die Absorption des amorphen Siliziums in diesem Wellenlängenbereich relativ niedrig ist, sind die Unterschiede der Quanteneffizienzen in beiden Dioden nur geringfügig.

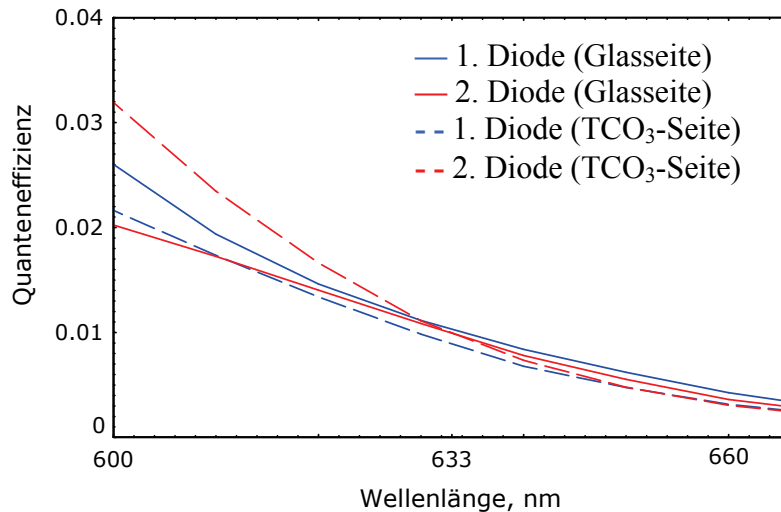


Bild 44. Quanteneffizienz eines TPSDs bei  $\lambda = 633$  nm

Die geometrischen Kapazitäten der ersten und der zweiten Diode betragen 23 nF und 19 nF. Der Parallelwiderstand der beiden Dioden beträgt über 100 M $\Omega$ . Die aus den I-U-Kennlinien der beiden Dioden ermittelten Serienwiderstände liegen im Bereich zwischen 300 und 450  $\Omega$ . Die hohen Werte des Serienwiderstandes werden durch die relativ dünne mittlere Kontaktschicht von ca. 160 nm verursacht. Die gemessene Grenzfrequenz des TPSDs ist entsprechend klein und beträgt ca. 22 KHz.

Um die Grenzfrequenz zu erhöhen, wurde in der gleichen Weise verfahren wie bei den transparenten Photodioden, indem der Serienwiderstand und die geometrische Kapazität reduziert wurden. Durch die Vergrößerung der Dicke des mittleren Kontaktes auf  $\lambda$  bzw. 320 nm stieg die Grenzfrequenz bis zu 120 KHz an. Die geometrische Kapazität wurde durch die Gestaltung der dicken transparenten Dioden reduziert. Die Kapazität der  $3\lambda_0/4n$ -dicken i-Schicht mit einer Fläche von 10,64 mm<sup>2</sup> beträgt ca. 8,6 nF. Schließlich wurde eine Grenzfrequenz von ca. 300KHz für TPSD, die aus Dioden mit  $3\lambda_0/4n$  dicken i-Schichten und einer mittleren Kontaktschicht von ca. 320 nm besteht, erreicht. Die Vergrößerung der Schichtdicken führte aber auch zu einer Vergrößerung der absoluten Abweichungen der Schichtdicken von den Werten für die optimierten Schichtdicken. Das ist mit direkten Auswirkungen auf die Reflexion und die Signalform der Photoströme verbunden.

Das Optimierungsverfahren zur Reduzierung der Reflexion und zur Erhöhung der Unempfindlichkeit bezüglich der Abweichungen von den theoretisch bestimmten Schichtdicken wurde erst am Ende des Projektes entwickelt. Die Transparenten

Phasenselektiven Detektoren wurden ausschließlich gemäß der  $\lambda/4$ -Anpassung hergestellt. Die gemessene Reflexion der dickeren TPSD beträgt ca. 0.2. Durch diese relativ hohe Reflexion wurden starke Vielstrahlinterferenzen verursacht. Die Intensität der Vielstrahlinterferenzen hat eine Periode von  $\lambda/2$  und eine charakteristische Signalform, die durch schmale Intensitätsmaxima und breite Intensitätsminima gekennzeichnet ist. Zur Untersuchung der Form des Intensitätsprofils wurden die Photoströme beider Photodioden in der stehenden Welle gemessen. Der Spiegel wurde sehr langsam und mit konstanter Geschwindigkeit bewegt. Der zeitliche Verlauf der Photoströme wurde mit einem 16-bit AD-Wandler aufgezeichnet. Bild 45 zeigt die FFT der beiden fotoelektrischen Signale des TPSD. Die Periodenlänge der Intensitätsperiode ist für die stehende Welle und die Vielstrahlinterferenz gleich  $\lambda/2$ . Deshalb wird die erste Mode im Frequenzspektrum sowohl durch die stehende Welle als auch durch die Vielstrahlinterferenz erzeugt und liefert keinen Beitrag zur Unterscheidung der Interferenzanteile. Die doppelte und die höheren Moden werden jedoch ausschließlich durch die Vielstrahlinterferenz erzeugt. Mit steigender Reflexion wächst der Anteil der höheren Moden an.

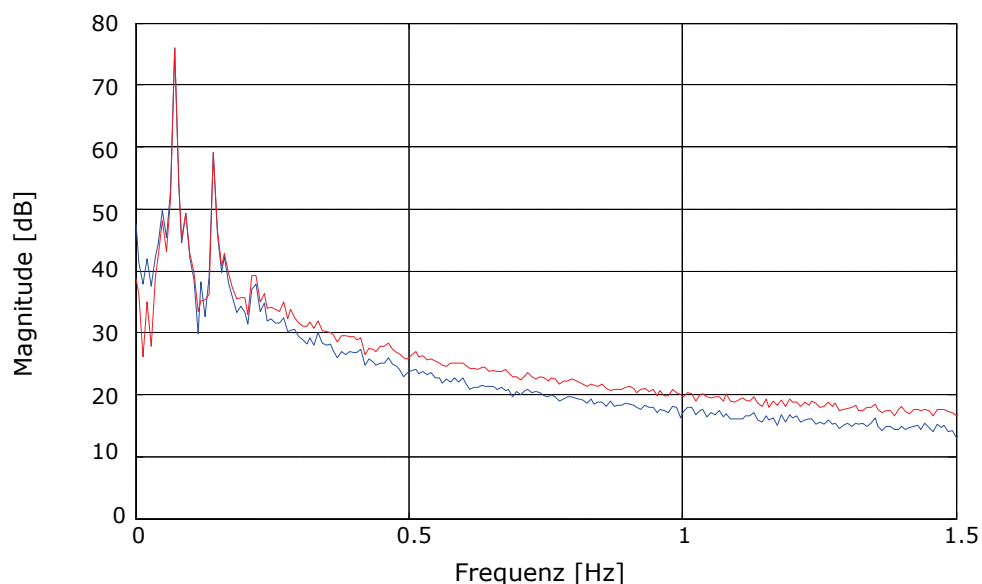


Bild 45. FFT der gemessenen Photoströme

Die in den beiden Photodioden generierten Photoströme sind phasenverschoben. Der Wert der Phasendifferenz ist vom geometrischen Abstand zwischen den photoaktiven Schichten abhängig. Die Phasendifferenz zwischen den beiden Photoströmen wurde unmittelbar in der



stehenden Welle gemessen. Um die Phasendifferenz anschaulich zu zeigen, sind die Photoströme bei der Bewegung des Spiegels als Lissajous-Figur dargestellt.

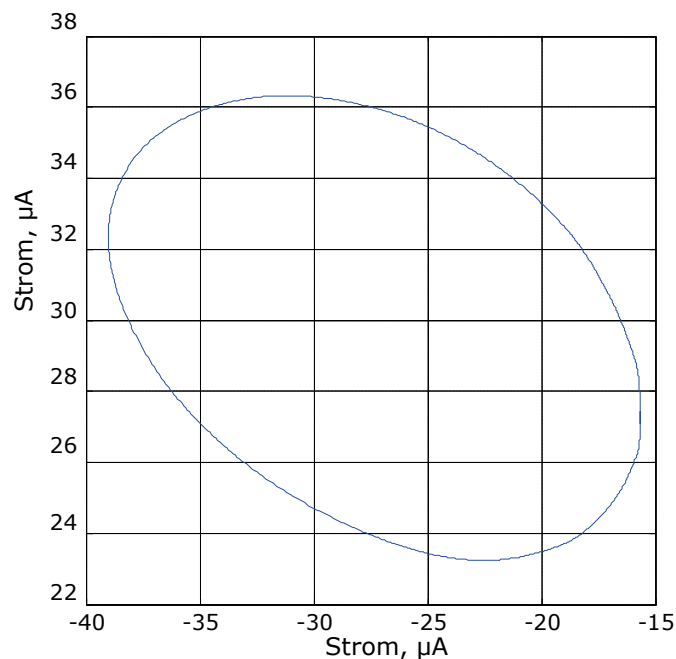


Bild 46. Lissajous Figur des TPSDs

Die Lissajous-Figur im Bild 46 zeigt eine Phasendifferenz von  $69.2^\circ$ . Die Phasenlage erwies sich als nicht reproduzierbare zufällige Größe. Im idealen Fall sollte die Phasendifferenz zwischen den Photoströmen  $90^\circ$  bzw. der Abstand zwischen den beiden photoaktiven Schichten sollte  $k\lambda/8$  mit ungeradem  $k$  sein. Wird ein TPSD nach der kleinstmöglichen Schichtdickenfolge konzipiert, dann beträgt der Abstand zwischen den photoaktiven Schichten gerade  $9\lambda/8$ . Berechnet man die absoluten Abweichungen der Schichtdicken, deren Schichtdickentoleranz  $\pm 8\%$  beträgt, ergibt sich eine Abstandstoleranz  $9\lambda/8 \pm 0.09\lambda$  mit der dementsprechenden Phasentoleranz von  $90^\circ \pm 64^\circ$ . Bei den dickeren TPSD sind diese Toleranzen noch wesentlich größer. Eine wesentliche Eigenschaft der Phasenbeziehung des TPSDs besteht jedoch darin, dass die jeweils vorhandene (technologisch bedingte) Phasenlage unter normalen Messbedingungen konstant ist und durch Änderungen der äußeren Umgebung, z. B. Temperatur nicht beeinflusst wird.

Infolgedessen kann man alle hergestellten TPSD in zwei Gruppen einordnen. Zur ersten Gruppe gehören dünne  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)-\lambda/2(\text{nip})-\lambda/2(\text{TCO}_2)-\lambda/2(\text{nip})-3\lambda/4(\text{TCO}_3)$  Detektoren mit guten optischen Eigenschaften. Die Reflexion beträgt 0.1 und die Transmission liegt über 0.7. Der relativ niedrige Reflexionsgrad führt zu geringen Abweichungen in der Signalform. Die

Grenzfrequenz ist aber mit 22 KHz sehr niedrig. Die zweite Gruppe der transparenten Detektoren ist die mit den größeren  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)-\lambda(\text{nip})-\lambda(\text{TCO}_2)-\lambda(\text{nip})-3\lambda/4(\text{TCO}_3)$  Schichtdicken und mit Grenzfrequenzen von 300 KHz. Durch den hohen Reflexionsgrad von 0.2 wächst jedoch der Anteil der Vielstrahlinterferenz an, was zur Verschlechterung der Signalform führt. Die Phasendifferenz zwischen den generierten Photoströmen ist für beide Gruppen nicht reproduzierbar. TPSDs aus einer Serie weisen unterschiedliche Phasen auf, weil das Wachstum der Schichten bei der Herstellung entlang des Substrates ungleichmäßig ist. Die Phasenlage bleibt unter normalen Umweltbedingungen konstant und durch die Änderung der äußeren Temperatur nicht beeinflusst wird.

## 5. Experimentelle Untersuchungen

Das Ziel der experimentellen Untersuchungen war die Überprüfung der theoretischen Erkenntnisse und die Charakterisierung der transparenten Photodioden und TPSD. Ein Teil der Messungen, wie die I-U-Kennlinien, die Quanteneffizienz, das Reflexions- und Transmissionsvermögen, wurden im Forschungszentrum Jülich realisiert. In der vorliegenden Arbeit wurden überwiegend die Messungen der in der stehenden Wellen generierten Photoströme, und der Grenzfrequenz durchgeführt.

### 5.1. Messungen in der stehenden Welle

Zur Bestimmung der in der stehenden Welle generierten Photoströme wurde eine Messanordnung gebaut (Bild 8). Die Messanordnung besteht aus dem stabilisierten He-Ne-Laser, einem optischen Isolator und einem Planspiegel. Beim orthogonalen Auftreffen des Laserstrahls auf den Planspiegel entsteht aus der Überlagerung zwischen der zum Spiegel hinlaufenden und der am Spiegel reflektierten Welle eine stehende Welle. Der zu messende transparente Detektor wurde direkt in die stehende Welle eingebracht. Der optische Isolator verhindert Rückreflexe in den Laserresonator, wodurch der Detektor und der Planspiegel exakt orthogonal zum Laserstrahl mit einer Abweichung  $< 5''$  justiert werden können [47].

Durch Verschieben des Planspiegels wandert die stehende Welle durch den transparenten Photodetektor hindurch. Der Photostrom wird mit einem Transimpedanzverstärker verstärkt und aufgezeichnet.

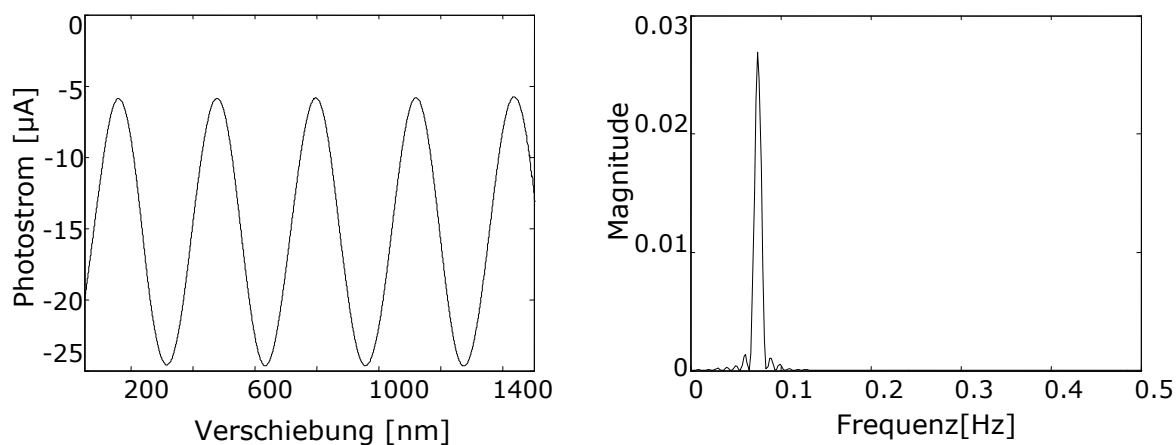


Bild 47. Gemessener Photostrom und Frequenzspektrum des Photostroms (02b\_067a)

Die Amplitude des Photostroms ist von der Dicke der photoaktiven Schicht abhängig und gibt einen wichtigen Hinweis auf den Interferenzkontrast. Die Signalform dagegen gibt Aufschluss über die Bedingungen, unter denen die Interferenz stattfindet. So kann man die optische Anpassung des Detektors überprüfen.

Bild 47 zeigt den aufgenommenen Photostrom einer pin-Diode der Seriennummer 02b\_067a als Funktion der Verschiebung des Spiegels. Die photoaktive Schicht der transparenten Diode besteht aus reinem amorphem Siliziumkohlenstoff und ist 30 nm dick. Die Transmission des Detektors beträgt 0.81. Aufgrund der hohen Transmission und der niedrigen Reflexion ist die Signalform des Photostroms beinahe sinusförmig. Das Frequenzspektrum zeigt nur eine Mode, die der Geschwindigkeit der Spiegelverschiebung entspricht. Der Interferenzkontrast beträgt 0.6 und stimmt gut mit den berechneten Werten für die 30 nm dicke photoaktive Schicht überein. Aufgrund dieser Messergebnisse ist die Schlussfolgerung erlaubt, dass diese transparente Diode die Ausbildung der idealen stehender Welle, d. h. einer stehenden Welle, die im Ergebnis nur *eines* zum Spiegel gerichteten Strahls und *eines* am Spiegel reflektierten Strahls ermöglicht, denn nur diese, im Ergebnis einer echten Zweistrahlint interferenz entstandene stehende Welle zeigt einen sinusförmigen Intensitätsverlauf.

Demgegenüber zeigen die Spektren von Dioden mit relativ hoher Reflexion außer der ersten Mode noch eine zweite und dritte Mode. Im Bild 48 ist der unter gleichen Bedingungen aufgenommene Photostrom einer Diode mit einer Transmission von 0.58 dargestellt. Das folgende Bild zeigt den Frequenzanteil des Photostromes. Die niedrige Transmission

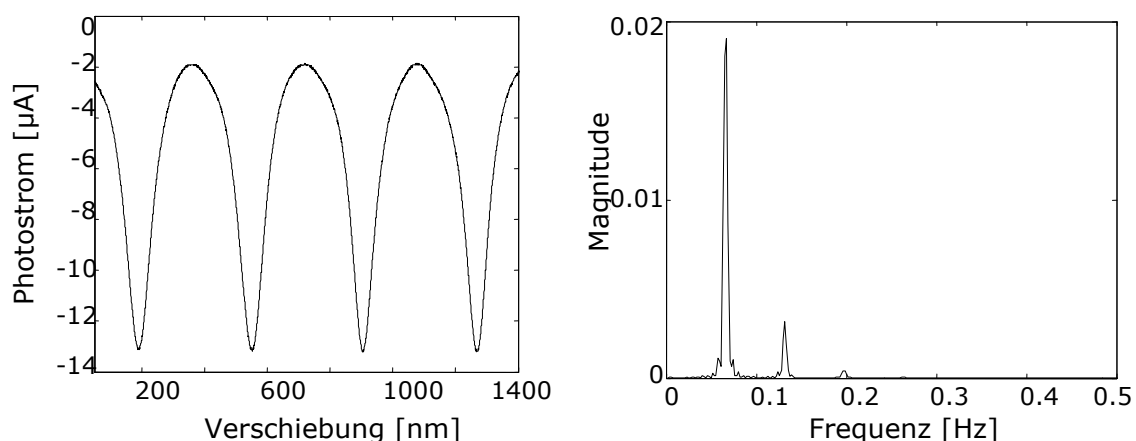


Bild 48. Gemessener Photostrom und Frequenzspektrum des Photostroms

ist durch die schlechte Anpassung der einzelnen Schichtdicken verursacht. Das führt zur Entstehung von Vielstrahlinterferenzen und zu nicht sinusförmigen Intensitätsprofilen.

Obwohl die Interferenzperiode unverändert  $\lambda/2$  bleibt und die Registrierung der ganzen Interferenzperioden möglich ist, muss bei der Anwendung der arctan-Interpolation, d.h. bei der Unterteilung einer Intensitätsperiode in Weginkremente  $< \lambda/8$ , mit Interpolationsfehler  $> 10 \text{ nm}$  gerechnet werden.

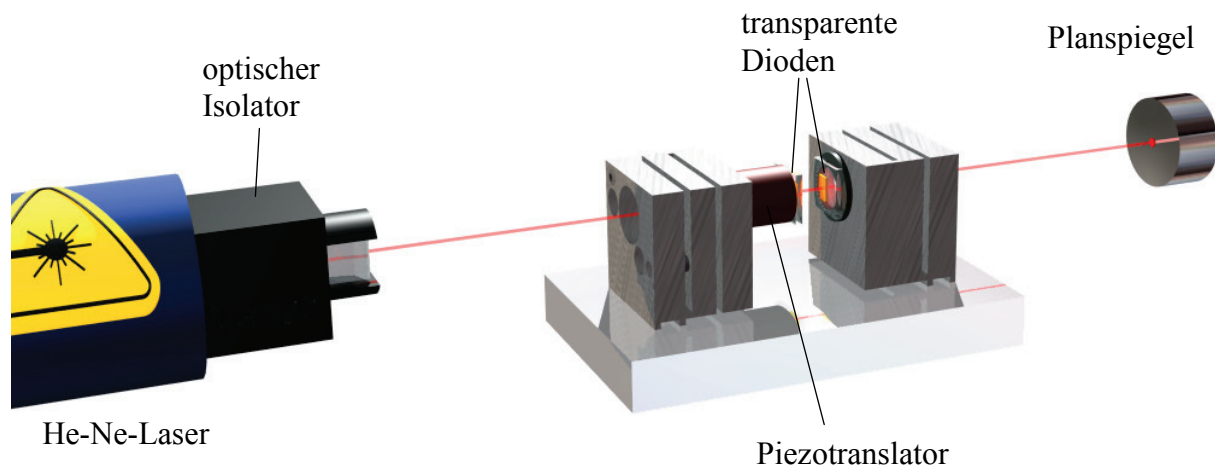


Bild 49. Experimenteller Aufbau zur Einstellung beliebiger phasenverschobener Signale

Zur experimentellen Überprüfung des Zusammenhanges zwischen Sensorabstand und Phasenlage wurden zwei einzelne getrennte transparente Dioden mit einer Transmission von ca. 0.8 auf getrennten Justagebaugruppen in der stehenden Welle angeordnet und parallel zur Spiegeloberfläche justiert [31, 32]. Bild 49 zeigt die Messanordnung, bestehend aus dem stabilisierten HeNe-Laser mit optischem Isolator, zwei Justagebaugruppen mit den getrennten transparenten Dioden und dem Planspiegel. Die stehende Welle existiert im gesamten Raum zwischen dem Planspiegel und dem optischen Isolator. Beim Verschieben des Planspiegels werden die Intensitätsmaxima und -minima durch die beiden transparenten Dioden hindurchgeschoben. Das Intensitätsprofil der stehenden Welle wird in den transparenten Dioden abgetastet. Die Photoströme weisen eine Phasendifferenz auf, die vom Abstand zwischen den Dioden abhängig ist. Um den Abstand bzw. die Phasenlage zwischen den beiden transparenten Dioden zu ändern, wurde eine Diode über einen rohrförmigen Piezotranslator an der Justagebaugruppe befestigt, während die andere Diode direkt auf der mechanischen Justagebaugruppe fest angeordnet war. Durch Anlegen einer Spannung an den Piezo kann die erste Diode entlang der optischen Achse mit nm-Empfindlichkeit verschoben werden. Auf diese Weise können kontinuierlich beliebige Phasendifferenzen zwischen den Photoströmen eingestellt werden. Es zeigt sich, dass ein fester und reproduzierbarer

Zusammenhang besteht zwischen dem Abstand zwischen den Sensoren und der Phasenlage der photoelektrischen Signale.

Bild 50 zeigt die Lissajous-Figur der Photoströme für verschiedene Abstände zwischen den Detektoren. Die nahezu perfekte Form der Lissajous-Figur (Kreis bzw. Ellipse) demonstriert die sehr guten optischen Eigenschaften der transparenten Dioden. Die Amplituden der Photoströme verändern sich in gewissem Grade bei der Variierung des Abstandes zwischen den Dioden. Die gesamte Messanordnung kann man als ein Schichtsystem darstellen, in dem man die Dicke der Luftschicht zwischen den transparenten Dioden variieren kann. Die Transmission des gesamten Schichtsystems ist von der Transmission und der Reflexion der einzelnen Detektoren und dem Phasenunterschied  $\beta$  bzw. der Dicke der Luftschicht abhängig. Daher kommt es zur Veränderung der Amplituden der interferierenden Wellen bei der Verschiebung der transparenten Diode entlang der optischen Achse.

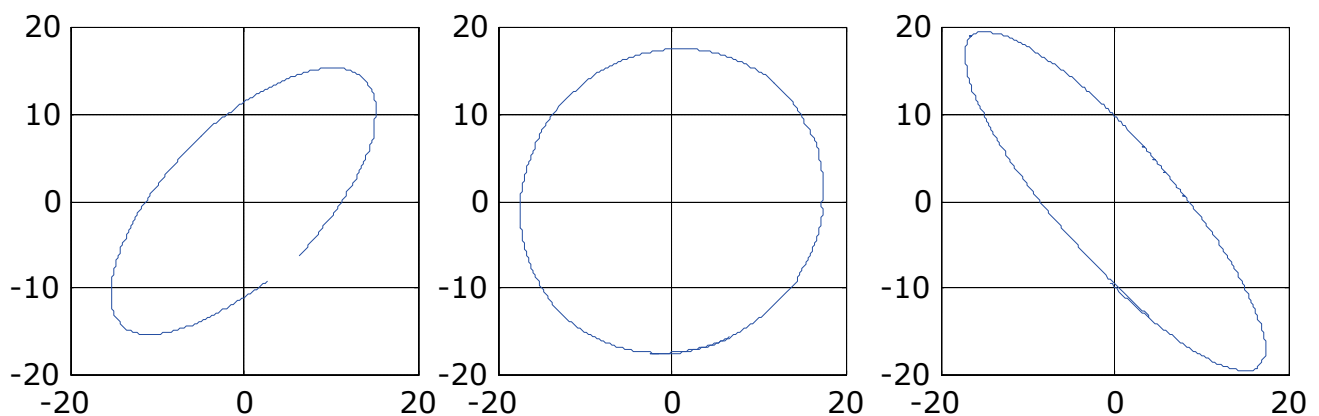


Bild 50. Gemessene Photoströme [ $\mu\text{A}$ ]

In einem weiteren Versuch wurde der Planspiegel nach Bild 49 auf einem Präzisionslineartisch mit Linearencoder (PI) angeordnet und messbar verschoben. Die Phasendifferenz zwischen den getrennten transparenten Dioden wurde auf  $90^\circ$  eingestellt und war unter gegebenen Bedingungen für einige Minuten stabil. In diesen Positionen erfüllen die transparenten Dioden die Anforderungen an eine Vorwärts-Rückwärts-Zählung in einer optischen stehenden Welle. Die verstärkten Signale der Photodioden wurden an eine Auswerteeinheit für Inkrementalinterferometer angelegt. Auf diese Weise konnten Verschiebeweg und Bewegungsrichtung des Planspiegels vorzeigerichtig registriert werden. Für die Anfangsposition des Spiegels wurden die Messwerte beider Auswerteeinheiten auf Null gesetzt. Dann wurde der Planspiegel mit dem Präzisionslineartisch vorwärts/rückwärts

gefahren und die Messwerte beider Messsysteme wurden verglichen. Es ergab sich eine ausreichend gute Übereinstimmung im Bereich von ganzen Interferenzordnungen. Mit der angewendeten Führung konnten jedoch nur Grobpositionen verglichen werden, weil die feinste einstellbare Position des Präzisionslineartisches mit  $1\text{ }\mu\text{m}$  dreimal größer ist als eine Interferenzperiode der stehenden Welle. Bei diesem Experiment waren die Achse der stehenden Welle und die Achse des Präzisionslineartisches nicht fluchtend angeordnet, so dass diese Anordnung mit Abbe-Fehlern behaftet war. Das Experiment konnte jedoch nachweisen, dass Längemessungen nach dem Inkrementalverfahren in einer optischen stehenden Welle möglich sind.

## 5.2. Ermittlung des Interpolationsfehlers des Stehende-Wellen-Interferometers

Die hohe Auflösung der Inkrementalinterferometer beruht auf der präzisen Kenntnis der Wellenlänge  $\lambda$  der verwendeten Strahlungsquelle. Die Verschiebung des Messspiegels wird durch das Zählen von Intensitätsmaxima und –minima bestimmt. Auf diese Weise ist die Auflösung des Stehende-Wellen-Interferometers ohne Interpolation auf eine Interferenzperiode (Interferenzordnung), die für die stehende Welle  $\lambda/2$  beträgt, beschränkt. Durch die Restreflexion im TPSD verursachte Vielstrahlinterferenzen haben auch eine Interferenzperiode von  $\lambda/2$ . Beide Interferenzerscheinungen: stehende Welle und Vielstrahlinterferenzen, die im TPSD registriert werden, haben die gleiche Interferenzperiode. Daher können Weginkremente von  $\lambda/2$  genau bestimmt werden.

Um eine Auflösung kleiner als  $\lambda/2$  zu erreichen, wird eine Interpolation der Interferenzperioden durchgeführt. Ein häufig angewendetes Verfahren für die Interpolation ist die arctan-Interpolation. In kommerziellen Interferometern ist dieser Signal-Interpolator auf der Basis von zwei AD-Wandlern und einem Vorwärts-Rückwärts-Zähler realisiert. Die photoelektrischen Signale werden auf eine definierte Signalamplitude verstärkt und auf Null Offset geregelt. Dann werden die Signale digitalisiert und es werden die arctan-Werte berechnet.

$$\varphi(z) = \arctan\left(\frac{x(z)}{y(z)}\right) \quad (80)$$

Die aus den digitalisierten Messwerten  $x(z)$  und  $y(z)$  gebildeten Winkelwerte  $\varphi(z)$  werden mit den Werten aus der im Register gespeicherten arctan-Tabelle verglichen und ergeben den Messwert. Die Zählrichtung wird automatisch aus der Phasenlage der beiden Quadratursignale abgeleitet [48].

Der Messfehler eines Interferometers ist in erster Linie von der Stabilität der Laserwellenlänge, von den Umweltparametern und von der Beschaffenheit der photoelektrischen Signale abhängig. Eine Änderung der Temperatur, des Luftdrucks, der Feuchtigkeit und der Zusammensetzung der Luft (Gasgemisch) führt zu einer Veränderung der Brechzahl der Luft und entsprechend zu einer Veränderung des optischen Weges, den der Messstrahl durchquert. Diese Zusammenhänge treffen auch für das Stehende-Wellen-Interferometer zu. Um die Änderung der Umweltparameter unwirksam zu machen, versucht man in der klassischen Interferometrie die optischen Wege für den Mess- und den Referenzstrahl gleich zu gestalten und die so genannte Totstrecke minimal zu halten. Im idealen Fall, wenn die Meß- und Referenzarme des Interferometers gleich lang sind und die Totstrecke Null beträgt, sind die durch die Veränderung der Umweltparameter entstandenen Änderungen der optischen Wege in beiden Interferometerarmen gleich und kompensieren sich. Normalerweise sind aber die Mess- und Referenzstrecken ungleich lang. Dann werden die Umweltparameter getrennt erfasst und die Totstrecke wird rechnerisch kompensiert. Die Korrekturgrößen werden nach der Edlen-Formel bestimmt [1, 49, 50]. Im Fall des Stehende-Wellen-Interferometers gibt es keinen Referenzstrahl wie beim Michelson Interferometer. Der Abstand zwischen dem TPSD und dem Spiegel bildet die Messstrecke. Die Korrektur der Umweltparameter bezieht sich deshalb auf die Strecke zwischen dem TPSD und dem Messspiegel. Die Möglichkeit der anordnungsbedingten Kompensation der Umweltparameter bei nahezu gleichen Längen der Mess- und Referenzarme besteht beim Stehende-Wellen-Interferometer nicht. Alle am Interferometerausgang des Stehende-Wellen-Interferometers festgestellten Änderungen sind einzig und allein auf Änderungen in der Messstrecke zurückzuführen. Diese Feststellung ist im Vergleich zum Michelson-Prinzip insofern von Bedeutung, da beim Michelson-Prinzip stets die Differenz zwischen den Änderungen im Mess- und Referenzarm gemessen wird und besonders bei langandauernden Messungen thermische Driftbewegungen optischer und mechanischer Strecken in beiden Interferometerarmen möglich sind. Es ist deshalb nie ausgeschlossen, dass auch nichtkompensierte Driften aus dem Referenzarm unerkannt in das Messergebnis eingetragen werden.



Ein wichtiges Qualitätsmerkmal von Interferometern ist der Interpolationsfehler. Wie bereits erwähnt wurde, die Erzielung von Weginkrementen  $< \lambda/2$  bei Einfrequenzinterferometern basiert häufig auf der Anwendung der arctan-Interpolation (Gl. 80). Dafür sind amplitudengleiche, ofsetfreie und formgetreue sin/cos-Signale mit fehlerfreier 90°-Phasenverschiebung Voraussetzung. Im Folgenden wird besonders der Aspekt der Signalform betrachtet. Die Signalform am Interferometerausgang ist abhängig vom Typ des verwendeten Interferometers. Zweistrahlinterferometer (Michelson-Typ) begünstigen die Gewinnung von formgetreuen sin/cos-Signalen, während Vielstrahlinterferometer (Fabry-Perot-Typ) nichtsinusförmige Signale begünstigen.

Die stehende Welle als Interferenztyp ist der Zweistrahlinterferenz zuzuordnen, da sich der zum Spiegel gerichtete Strahl mit dem am Spiegel reflektierten Strahl überlagert. Bei den zur Zeit realisierbaren Spiegeln mit Reflexionsgraden von 99% ist es sogar eine weitestgehend ideale Zweistrahlinterferenz, da außer dem Reflexionsspiegel keinerlei weitere optische Zwischenelemente am Zustandekommen der Interferenz beteiligt sind. Die Notwendigkeit des Einbringens des transparenten Photodetektors in die stehende Welle zum Zwecke der photoelektrischen Abtastung beeinflusst jedoch die sich ausbildende Interferenzerscheinung mehr oder weniger, da das Vielschichtsystem des Sensors, wie bereits ausgeführt (Kap. 3.3), die Ausbildung einer Vielstrahlinterferenzerscheinung begünstigt. In diesem Zusammenhang sind die Betrachtungen zur Reduzierung der Reflexion des Sensors von herausragender Bedeutung.

Die Qualität der photoelektrischen Signale ist von der Interferenzerscheinung und der Abtastelektronik abhängig. Im idealen Fall würde man einen perfekten Kreis mit dem Mittelpunkt in der Koordinate (0,0) bekommen. Da die Abweichung der eingestellten Werte von der Sollwerten unvermeidbar ist, spricht man daher eher von einer Ellipse. Durch die Anwendung des von Heydemann entwickelten Ellipsenfitting-Algorithmus kann man die Parametern der Ellipse bestimmen und schließlich die Ellipse zum Kreis fitten [33]. Auf diese Weise werden die nichtlinearen und periodischen Amplituden-, Offset-, und Phasenfehler eliminiert und eine hohe Auflösung der modernen Interferometern gewährleistet.

Im Fall des Stehende-Wellen-Interferometers außer der sinusförmigen stehenden Welle kommt noch durch die Restreflexion im TPSD die Vielstrahlinterferenz auf. Die Form der im TPSD generierten Photoströme weist dadurch die Abweichungen von idealem Sinus-Profil

auf. Die Größen wie die Amplitude, Offset, Phasenlage und Rauschen können das nichtsinusförmige Signal nicht vollkommen beschreiben. Der Reflexionsgrad des transparenten Detektors ist ein qualitativer Parameter, der nur die GröÙeordnung der Vielstrahlinterferenz zeigt. Die Signalform jedes TPSDs ist einzigartig und analytisch unbeschreibbar, weil sie von zahlreichen Parametern wie die Schichtdicken, die Brechzahlen der einzelnen Schichten usw. abhängig ist. Auf diese Weise auÙer der Amplituden-, Offset- und Phasenfehler kommt zusätzlich noch ein Signalformfehler, der durch die Reflexion des TPSDs verursacht ist.

Die Auflösung der kommerziellen Laserinterferometers liegt im Bereich zwischen 0,1 nm und 1 nm. Theoretische Betrachtungen und experimentelle Untersuchungen zu den Interpolationsfehlern von Inkrementalinterferometern wurden von verschiedenen Autoren durchgeführt [51, 52, 53, 54, 55]. Generell kann man alle Verfahren zur Untersuchung des Interpolationsfehlers in direkte und indirekte Verfahren einteilen. Direkte Messverfahren nutzen eine externe Referenz deren Interpolationsfehler etwa um den Faktor 10 geringer sein muss als die zu untersuchende Interpolationsauflösung. Ein Beispiel für das direkte Verfahren ist ein "Combined Optical and X-ray Interferometer" (COXI) [56, 57, 58]. Dabei handelt es sich um ein Röntgenstrahlinterferometer, das als Normal höherer Ordnung für das optische Interferometer bei der Ermittlung der Weginkremente dient. Die hohe Genauigkeit des Röntgenstrahlinterferometers beruht auf der Gitterkonstante von Silizium.

Im Fall des Stehende-Wellen-Interferometers kann man für erste Untersuchungen und bei dem hier beschriebenen Entwicklungsstand, bei dem der Transparente Photodetektor noch nicht auf allen Parametern abgestimmt ist, als Referenz ein Michelson Interferometer mit 0,5 nm Auflösung anwenden, dessen Interpolationsfehler in den Grenzen von  $\pm 4$  nm liegen. Ein direkter Vergleich mit dem genaueren Interferometer setzt die Gleichheit der Umgebungsbedingungen für die Messstrahlen des Stehende-Wellen-Interferometers und des hochauflösenden Interferometers und die Einhaltung des Abbe Prinzips voraus. Das stellt sehr hohe Anforderungen an die experimentelle Gestaltung der Messanordnung.

Indirekte Messverfahren werden angewendet, wenn ein Vergleich mit einer signifikant genaueren Referenz unverhältnismäßige großen Aufwand darstellen würde. Der Interpolationsfehler von Interferometern kann bestimmt werden, wenn der Messspiegel mit einer stetig differenzierbaren Funktion ohne Extremwerte verschoben wird und die Messwerte

in äquidistanten zeitlichen Intervallen abgefragt werden. Das genaue Weg-Zeit-Verhalten des Spiegels kann z.B. durch eine Ausgleichsfunktion bestimmt werden. Die Ausgleichsfunktion stellt dann eine Referenzkennlinie dar und der Interpolationsfehler kann durch Subtraktion der aufgenommenen Messwerte von der Ausgleichfunktion ermittelt werden.

Die unbekannten Parameter der Ausgleichfunktion können nach der Methode der Kleinsten Quadrate bezüglich aller Messwerte berechnet werden. Wenn die Messwerte nur innerhalb vollständiger Interferenzperioden zur Ermittlung des Weg-Zeit-Verhaltens angewendet werden, wird der Einfluss von Amplituden-, Offset- und Phasenfehlern der photoelektrischen Signale auf die gesuchten unbekannten Parameter der Ausgleichfunktion vernachlässigbar, weil diese Fehler periodisch sind und innerhalb einer Interferenzperiode zwei (Amplituden- und Phasenfehler) bzw. eine (Offsetfehler) ganze Periode aufweisen.

Eine andere Möglichkeit, die unbekannten Parameter der Ausgleichfunktion zu bestimmen, ist die Ermittlung der Parameter anhand der Messpunkte, die der Verschiebung des Messspiegels um ganze Interferenzperioden entsprechen, den so genannten  $\lambda/2$ -Impulsen. Verschiebungen des Messspiegels in Abständen von ganzen Interferenzperioden können mit Inkremental-Laserinterferometer am genauesten gemessen werden, weil diese Wegstrecke dem natürlichen Inkrement von  $\lambda/2$  entsprechen und damit frei sind von Amplituden-, Phasen- und Offsetfehlern der photoelektrischen Signale. Daher ist es sinnvoll für die Ermittlung der unbekannten Parameter der Ausgleichfunktion nur die  $\lambda/2$ -Impulse als Stützpunkte zu verwenden. Die  $\lambda/2$ -Impulse können in verschiedenen Punkten des Intensitätsprofils gewonnen werden: z. B. in den Nulldurchgängen des nullsymmetrischen elektronischen Analogsignals oder in den Schnittpunkten der beiden orthogonalen Signale. In diesem Fall wurden die Schnittpunkte ausgewählt.

Eine mit einer stetig differenzierbaren Funktion ohne Extremwerte Verschiebung des Spiegels, wurde durch die Aufheizung und Abkühlung eines Messingstabes erreicht [59]. Die Messanordnung (Bild 51) ist sehr einfach und wurde auf einem schwingungs isolierten Tisch aufgebaut. Der Messspiegel ist an einem Messingstab befestigt, der an seiner zylindrischen Außenfläche vollständig mit einer elektrischen Heizwendel umwickelt ist. Die Heizwicklung wurde für eine Zeitdauer von ca. drei Minuten mit einem Konstantstrom aufgeheizt, was einer Ausdehnung von etwa  $4\text{ }\mu\text{m}$  entspricht.

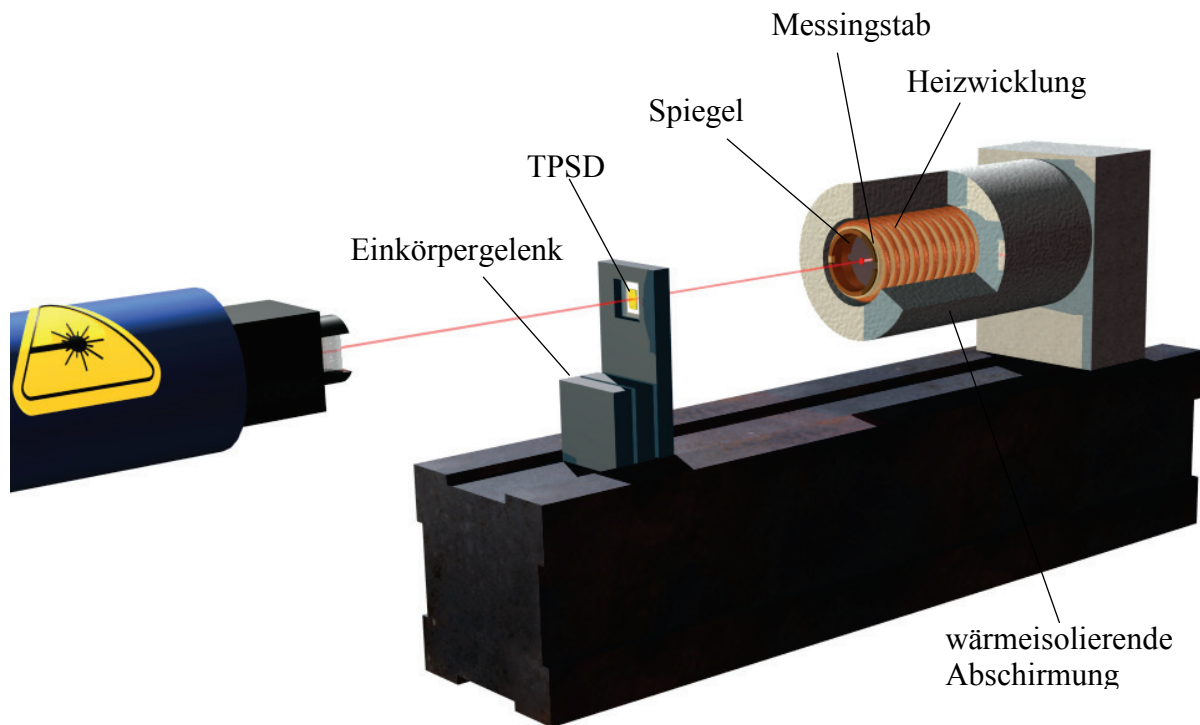


Bild 51. Messanordnung zur Untersuchung des Interpolationsfehlers

Die Umweltparameter können für diesen Zeitraum als konstant angesehen werden. Die gesamte Anordnung ist auf einem massiven Stahlblock befestigt. Durch eine gute Isolation des Heizstabes verläuft die Ausdehnung thermisch ungestört.

Der Aufheizvorgang und der Abkühlvorgang wurden zuerst mit einem Michelson Interferometer verfolgt. Beide Abläufe erfolgten gleichmäßig, d. h. die Bewegung des Spiegels war ruck- und sprunfrei. Im Nachhinein wurde ein TPSD eingebaut und parallel zur Spiegeloberfläche justiert. Zur Bestimmung des Interpolationsfehlers wurde den schnelleren Aufheizvorgang ausgewählt.

Die Photoströme des TPSDs wurden mit einem Strom-Spannung-Wandler verstärkt und die Ausgangsspannungen wurden mit zwei 16-Bit AD-Wandler abgetastet. Die Geschwindigkeit der Ausdehnung des Messingstabes betrug ca. 21 nm/s. Die Abtastfrequenz der beiden AD-Wandler wurde auf 62 Hz eingestellt. Bild 52 zeigt die aufgenommenen Photoströme als Funktion der Bewegung des Spiegels. Der Gleichanteil der beiden Photoströme wurde mit einem Potentiometer manuell grob auf Null gestellt. Die Amplituden der beiden Signale sind

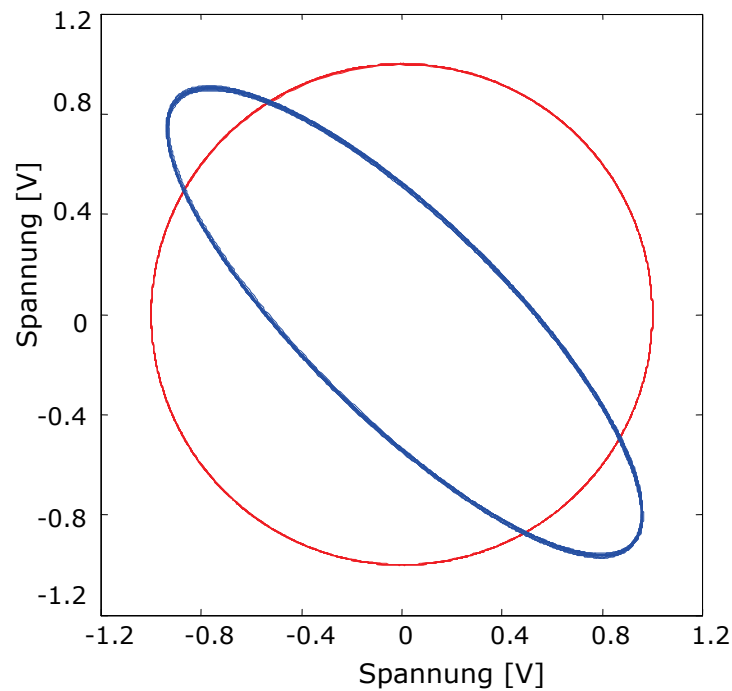
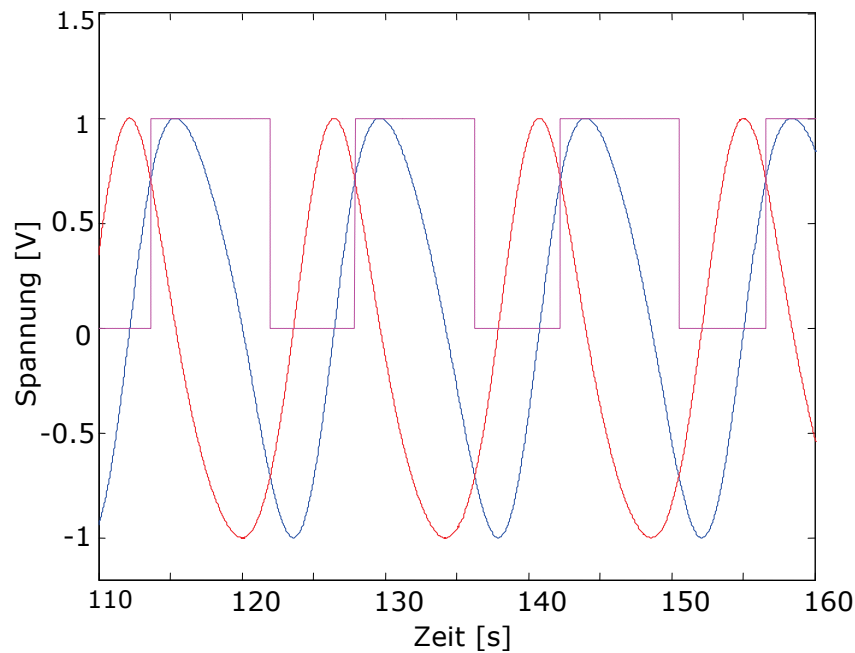


Bild 52. Interferenzsignale vor und nach dem Ellipsenfitting

ungleich und der Phasenunterschied beträgt  $34,93^\circ$ . Der restliche Gleichanteil, die Ungleichheit der Amplituden und die Abweichung der Phase von  $90^\circ$  wurden mit dem Heydemann Algorithmus korrigiert. Im Bild 52 sind die photoelektrischen Signale als Lissajous-Figur vor (blau) und nach (rot) dem Ellipsenfitting dargestellt.

Bild 53 zeigt den zeitlichen Ablauf der beiden gefitteten Signale. In den Schnittpunkten wurden die  $\lambda/2$ -Impulse (magenta) gewonnen. Die Genauigkeit der Bestimmung der  $\lambda/2$ -Punkte ist in erster Linie von der Auflösung der AD-Wandler, vom Rauschen der photoelektrischen Signale und von der Abtastfrequenz abhängig. Da der durch die Auflösung des 16-Bit AD-Wandlers entstandene Fehler von ca. 0,002 nm vernachlässigbar klein ist, ist die Genauigkeit der Bestimmung der  $\lambda/2$ -Punkte lediglich durch das Rauschen von ca. 5 mV und die 62Hz Abtastfrequenz bestimmt. Damit wurden die  $\lambda/2$ -Punkte mit einer Unsicherheit von ca. 0,7 nm aufgezeichnet.

Bild 53. Interferenzsignale und  $\lambda/2$ -Impulse

Die Längenwerte wurden mittels der arctan-Interpolation berechnet. Bild 54 zeigt die ermittelte Ausgleichfunktion und die gemessene Verschiebung des Spiegels. Die Ausgleichsfunktion (rot) wird ausschließlich anhand der markierten  $\lambda/2$ -Punkte nach der Methode der Kleinsten Quadrate über mehrere Interferenzperioden gebildet. Die Differenz zwischen den gemessenen Werten und der Ausgleichfunktion ergibt einen nichtlinearen Fehler (Bild 55). Die  $\lambda/2$ -Punkte gestatten eine Zuordnung der Interpolationsfehler zum Intensitätsprofil. Man sieht, dass der Fehler periodisch ist und die Fehlerperiode einer Intensitätsperiode entspricht. Die Fehler liegen im Bereich von -3nm...27nm. Damit ist der Fehler des Stehende-Wellen-Interferometers zum gegenwärtigen Stand der Entwicklung deutlich größer als der vergleichbarer Inkrementalinterferometer auf der Basis des Michelson-Prinzips. Die Amplituden-, Offset- und Phasenfehler wurden durch den Einsatz des Heydemann Algorithmus beseitigt. Dieser Fehler ist durch die Abweichung der Signalform vom sinusförmigen Profil verursacht.

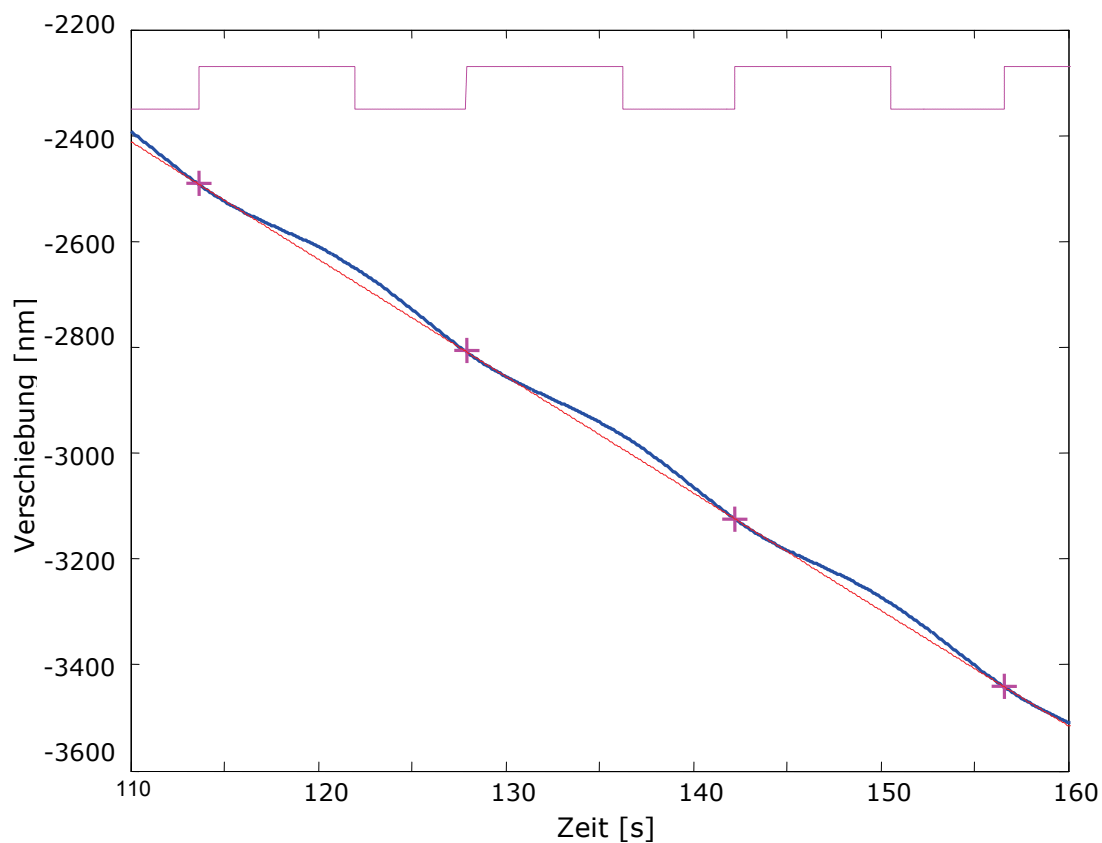
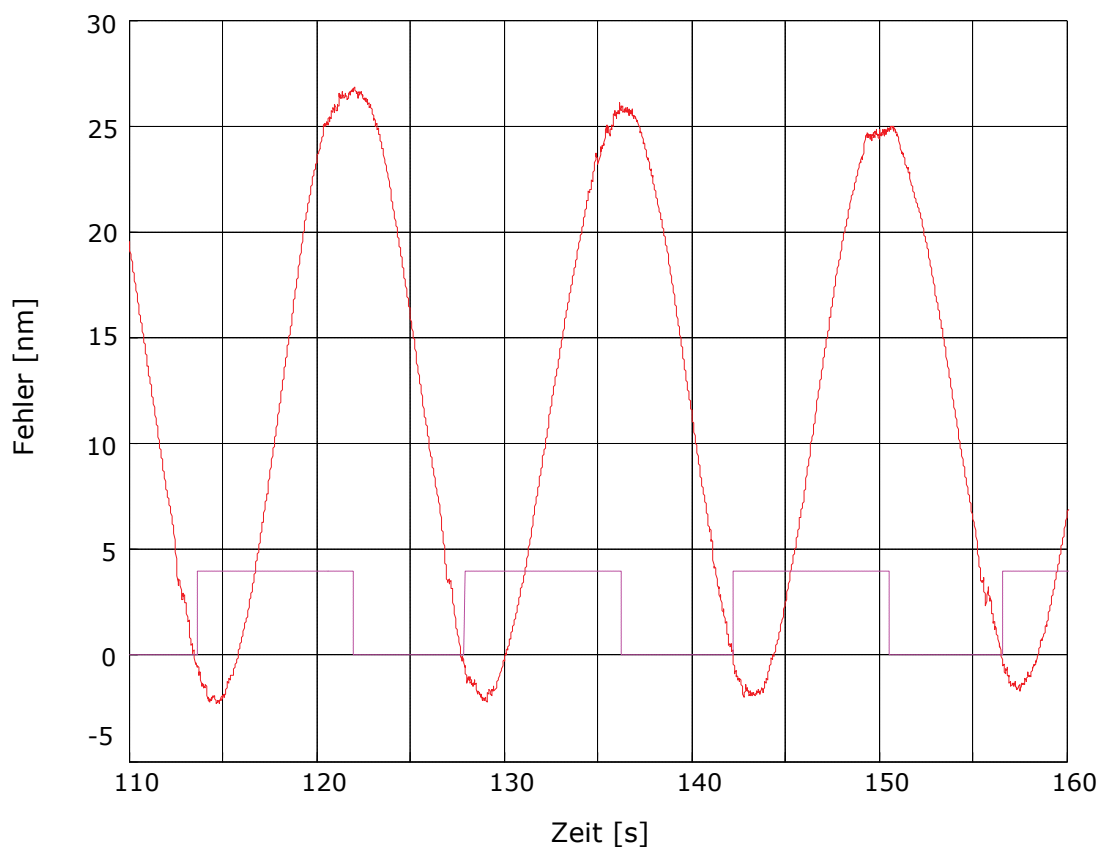
Bild 54.  $\lambda/2$ -Punkte, Ausgleichfunktion und Messwerte

Bild 55. Interpolationsfehler einer transparenten phasenselektiven Photodiode in der stehenden Welle

### 5.3. Längenmessungen mit dem Stehende-Wellen-Interferometer

Zur Darstellung von Längenmessungen mit dem Stehende-Wellen-Interferometer und zum Vergleich mit einem auf klassischem Prinzip beruhenden Planspiegelinterferometer [60] wurde ein Demonstrationsaufbau [61] erstellt. Dieser Aufbau besteht aus einem Stehende-Wellen-Interferometer (im Bild 56 links), einem beidseitig verspiegelten Spiegel, der auf einer motorgetriebenen Linearführung montiert ist (in der Mitte), und einem Planspiegelinterferometer (im Bild rechts). Beide Interferometer und der Linearantrieb sind auf einer stabilen Granitplatte befestigt.

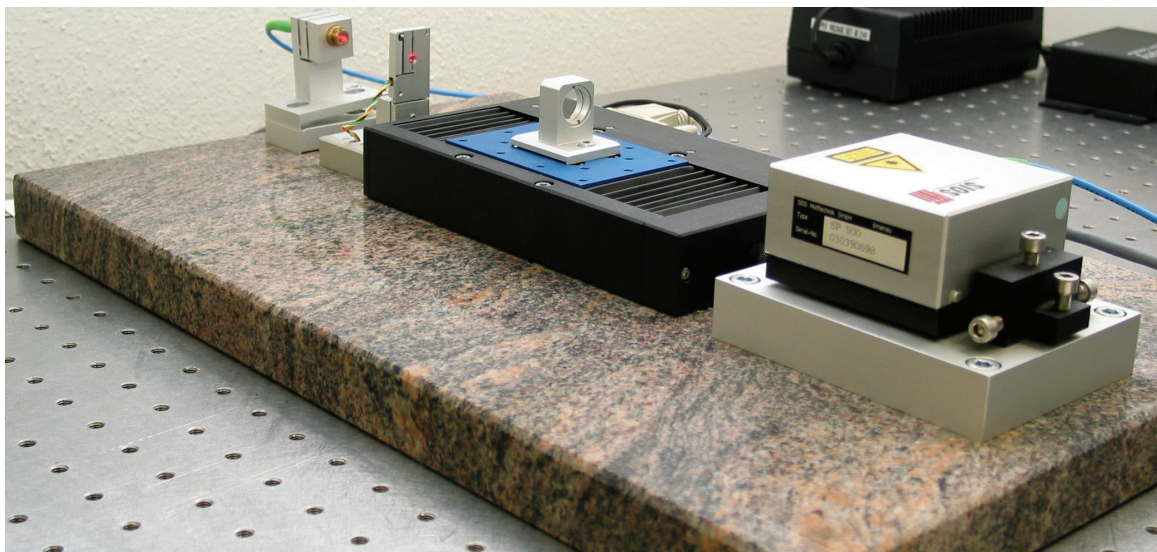


Bild 56. Stehende-Wellen-Interferometer (links), Planspiegel auf motorisch angetriebener Führung (Mitte) und Planspiegelinterferometer (rechts)

Das Bild zeigt das Stehende-Wellen-Interferometer, das sich aus dem LWL-Kollimator, dem Transparenten Phasenselektive Detektor und dem Planspiegel zusammensetzt. Der Laserstrahl wird orthogonal zur Spiegeloberfläche justiert. Der reflektierte Strahl interferiert mit dem hingehenden Strahl. Der TPSD wird parallel zur Spiegeloberfläche bzw. senkrecht zur stehenden Welle justiert. Die Photoströme des TPSDs werden verstärkt und an eine elektronische Auswerteeinheit des Inkrementalinterferometers angeschlossen. Auf der anderen Seite wird der beidseitig verspiegelte Spiegel mit dem Messstrahl des Planspiegelinterferometers angetastet. Im idealen Fall sollen die Messstrahlen der beiden Interferometer auf einer optischen Achse liegen.



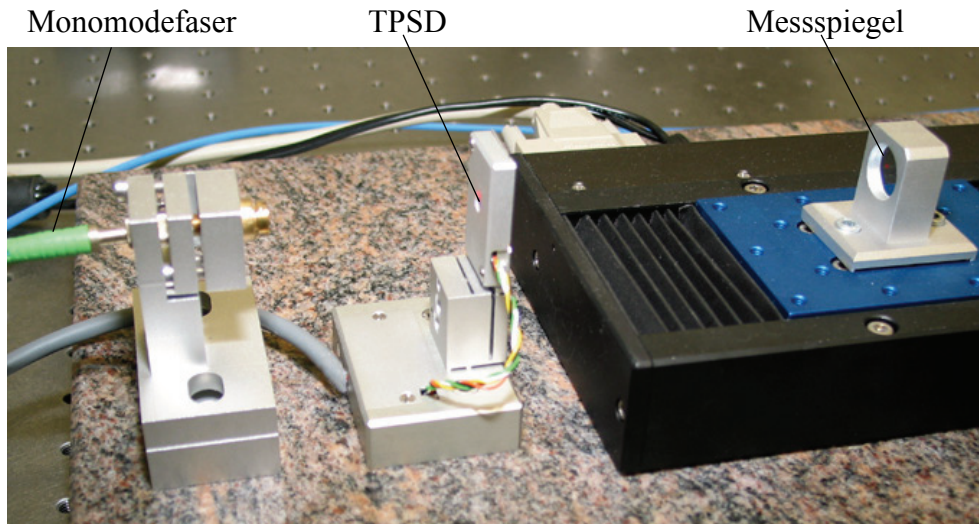


Bild 57. Stehende-Wellen-Interferometer

Die Linearführung mit dem motorischen Antrieb wurde auf eine Verfahrensgeschwindigkeit von bis zu 50 mm/s und auf eine Verfahrstrecke von 40 mm programmiert. Die Messwerte beider Interferometer wurden vor dem Start des Antriebs synchron zu Null gesetzt. Der Spiegel wurde motorisch angetrieben und die Änderung der Spiegelposition wurde von beiden Interferometern gemessen. Auf dem Notebook wurden die aktuellen Messwerte des Stehende-Wellen-Interferometers und des Planspiegelinterferometers angezeigt. Nach dem Durchfahren der Verfahrstrecke von 40 mm betrug der Unterschied zwischen den Messwerten beider Interferometer ca. 100 nm. Nach der Rückfahrt des Spiegels in die Anfangsposition zeigten beide Interferometer wieder Null. Die Verschiebung des Spiegels wurde mehrmals wiederholt. Dabei wurde eine Übereinstimmung der Messwerte beider Interferometer von einigen Nanometern in der Anfangsposition und ein konstanter Unterschied von ca. 100 nm nach dem Verlauf der ganzen Verfahrstrecke festgestellt. Dieser Unterschied ist hauptsächlich durch die Verkippung des Spiegels und die nicht in einer Flucht angeordneten Messstrahlen verursacht.

Obwohl nur relativ langsame Veränderungen der Spiegelposition mit dem Stehenden Wellen Interferometer gemessen werden können und die Interferometerauflösung im Vergleich zu den klassischen Interferometern zu niedrig ist, zeigte dieser Aufbau, dass dieses Interferometer grundsätzlich den gleichen Anwendungsbereich wie die konventionellen Interferometer hat. Somit können lineare Verschiebungen, Winkel und Geradheit von Führungen mit dem Stehende-Wellen-Interferometer durch eine Umwandlung dieser Größen in eine Änderung des optischen Weges gemessen werden. Der Aufbau war Exponat der TU

Ilmenau auf der Hannover Messe Industrie 2003 auf dem Stand "Forschungsland Thüringen".

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden transparente pin-Dioden auf der Basis amorphen Siliziums zum Detektieren des Intensitätsprofils der stehenden Welle entwickelt. Auf einem Glassubstrat wird die Schichtenfolge  $\text{TCO}_1\text{-p-i-n-TCO}_2$  durch Sputter- bzw. PECVD-Auftragstechniken erzeugt. Die optimale Dicke der photoaktiven Schicht beträgt  $\lambda_0/4n$ . Durch  $\lambda/4(\text{TCO}_1)\text{-}\lambda/2(\text{pin})\text{-}\lambda/4(\text{TCO}_2)$  Gestaltung des Schichtsystems können die Reflexionsverluste sehr gering von ca. 0,05...0,1 bzw. hohe Transmission 0,72...0,84 erreicht werden. Die Empfindlichkeit der transparenten pin-Dioden liegt im Bereich von 15  $\mu\text{A/mW}$ ...25  $\mu\text{A/mW}$ . Aufgrund der sehr geringen Dicken der photoaktiven Schicht verfügen transparente pin-Dioden über eine große Kapazität und daher schlechte dynamische Eigenschaften. Durch die Vergrößerung der Dicke der photoaktiven Schicht auf  $3\lambda_0/4n$  wurde die geometrische Kapazität der Detektoren wesentlich herabgesetzt. Weitere Schritte zur Verbesserung des transienten Verhaltens waren die Vergrößerung der beiden TCO-Schichtdicken sowie die Temperierung der transparenten pin-Dioden, was zur Verringerung des Serienwiderstandes führte. Somit wurde die -3dB Bandbreite bei den einzelnen pin-Dioden bis zu 300 kHz ausgeweitet.

Durch Anordnung von zwei transparenten Photodioden im Abstand von einer Viertel Intensitätsperiode auf der Achse der stehenden Welle wurden zwei 90° -phasenverschobene Signale gewonnen, die die automatische Registrierung der Bewegungsrichtung des Spiegels ermöglichen. Eine elegantere Lösung zur Gewinnung der Inkrementalsignale in der stehenden Welle war die Entwicklung eines Transparenten Phasenselektiven Photodetektors, der durch die Beschichtung der zweiten pin-Diode auf die bestehende erste Diode hergestellt wurde. Die Erhaltung der erforderlichen 90°-Phasenbedingung war durch vorgegebene Schichtdickentoleranz von ca. 8% unausführbar. Da aber die jeweils vorhandene Phasenlage für immer konstant bleibt, kann die Abweichung bei der Auswertung der Signale korrigiert werden.

Die Abweichung der Schichtdicken von den idealen Werten mit der steigenden Anzahl der Schichten führte auch zum Anstieg der Reflexion des TPSDs und demzufolge zur Verschlechterung der Form der Interferenzsignale. Um die Reflexion zu vermindern und außerdem das Reflexionsvermögen des Sensors unempfindlich gegenüber den im technologischen Prozess entstandenen Schichtdickenabweichungen zu machen, wurde ein

numerisches Optimierungsverfahren entworfen, das auf der Suche des Minimums einer Fehlerfunktion beruht. Außerdem erlaubt dieses Verfahren die realen Schichtdicken bzw. die Abweichungen der Schichtdicken von den angestrebten Werten der Einzelschichten nach dem Verlauf der Reflexions- und Transmissionskurven zu ermitteln.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der experimentellen Untersuchung und Erforschung der transparenten pin-Dioden und TPSDs in der stehenden Welle. Die Messungen der Photoströme und die Analyse des Interferenzkontrastes haben eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Werten gezeigt. Es wurde ein Prototyp des Stehende-Wellen-Interferometers aufgebaut. Das Interferometer besteht aus einem Spiegel, an dem sich eine stehende Welle durch Überlagerung der einfallenden und reflektierten Strahlen entsteht, sowie einem TPSD, der sich unmittelbar in der stehenden Welle befindet. Zu den wesentlichen Merkmalen dieses neuartigen Interferometers gehören: Interferenz von Strahlen entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung, Interferometeranordnung auf einer Achse ohne Strahlteilung, Einsatz von transparenten Photodetektoren zur Gewinnung Inkrementalsignalen. Mit dem Stehende-Wellen-Interferometer und mit einem Michelson-Interferometer wurde eine Verschiebung des Spiegels simultan gemessen. Bei der Verschiebung des Spiegels auf ca. 40mm betrug der Unterschied zwischen den Messwerten der beiden Interferometers ca. 100nm, was durch eine Verschiebung der Messachsen der Interferometers verursacht ist. Der experimentell ermittelte Interpolationsfehler des Stehende-Wellen-Interferometers beträgt ca. +/-15 nm und ist hauptsächlich auf das nicht ideale sin-Profil der generierten Photoströme zurückzuführen.

Eine weitere Steigerung der Genauigkeit wäre durch die Verringerung der Reflexion des transparenten Detektors denkbar. Die TPSDs mit den größeren  $3\lambda/4(\text{TCO}_1)-\lambda(\text{nip})-\lambda(\text{TCO}_2)-\lambda(\text{nip})-3\lambda/4(\text{TCO}_3)$  Schichtdicken weisen im Vergleich zu den dünneren Sensoren einerseits wesentlich bessere elektrische Eigenschaften auf, haben aber andererseits eine durch größere Abweichungen der einzelnen Schichtdicken bedingte höhere Reflexion. Da eine bessere Kontrolle und Einhaltung der Beschichtungsparameter bei den vorhandenen Anlagen sowie die Messung der Schichtdicke der Einzelschichten in situ bisher unmöglich ist, könnten die Schichtdicken auf ein breites Reflexionsminimum abgestimmt werden. Hierzu kann das oben erwähnte Optimierungsverfahren angewendet werden. Ein weiteres noch ungelöstes Problem ist die Entspiegelung des Glassubstrates, wodurch man die Reflexion noch weiter minimieren könnte.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sind transparente Detektoren für einen industriellen Einsatz noch nicht geeignet. Die Fläche der Photodetektoren muss im Hinblick auf den Querschnitt des Laserstrahls verringert werden, um die geometrische Kapazität zu reduzieren. Das Aufbringen der Al-Kontaktringen auf den TCO-Schichten muss ebenfalls noch gelöst werden. Der nächste Schritt wäre die Kontaktierung der Al-Kontakte für die Weiterführung der Leitungen zum Vorverstärker. Somit wird der Wert des Serienwiderstandes herabgesetzt, was gemeinsam mit der Reduzierung der Kapazität zu einer höheren Grenzfrequenz führen wird. Die Verkapselung wird die Detektoren gegen thermische Beaufschlagung und mechanischen Druck resistent machen und somit ein Einsatz außerhalb des Labors ermöglichen.

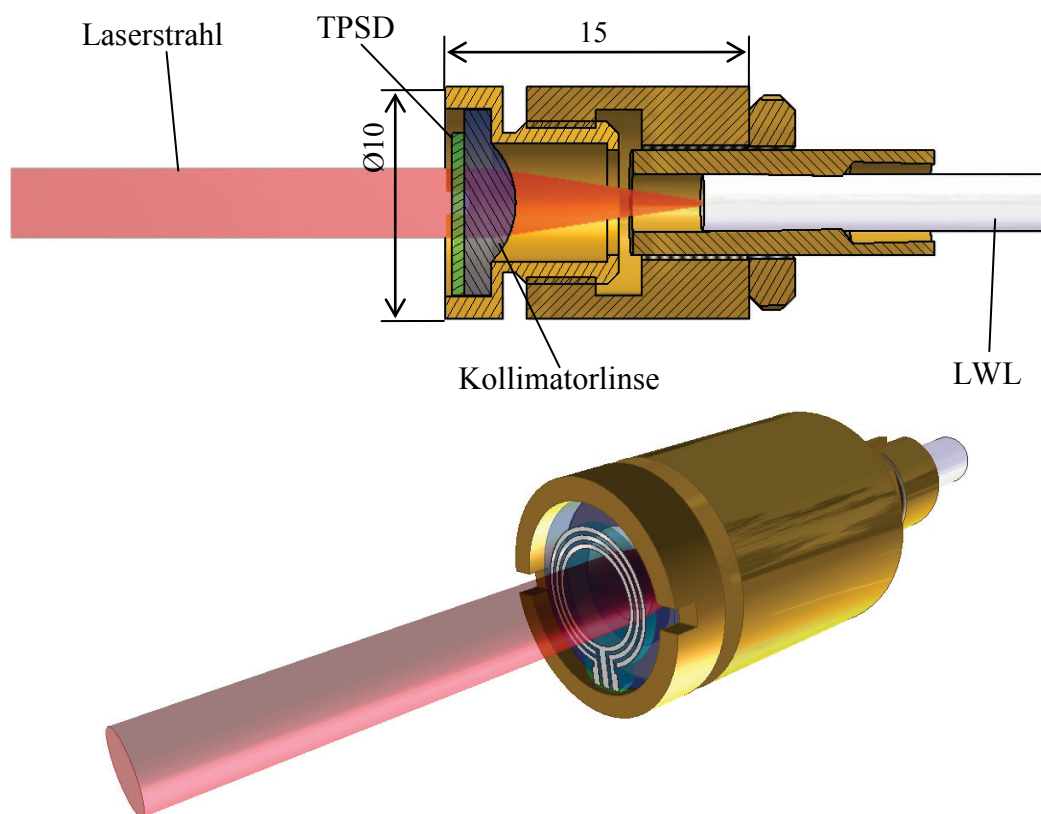


Bild 58. Konstruktion des Stehende-Wellen-Interferometers.

Werden die Probleme mit der Verringerung der Reflexion und der Kapazität gelöst, kann ein sehr kompaktes Interferometer (Bild 58) mit einer Auflösung von einigen Nanometern und einem Messbereich von bis zu einigen Metern aufgebaut werden, dessen Abmessungen durch den Durchmesser des Laserstrahls bestimmt werden. Der Laserstrahl wird dabei durch einen LWL im Sensorkopf eingeleitet und mit der Kollimatorlinse in einen Parallelstrahl umgewandelt. An der anderen Seite der Linse befindet sich ein TPSD. Durch Einsatz der modernen Halbleitertechnologie können viele transparente Detektoren gleichzeitig auf einem

großflächigen Substrat beschichtet werden, was eine deutliche Kostensenkung im Vergleich zu klassischen Interferometern verspricht.

Aufgrund dieser Eigenschaften ist zu erwarten, dass sich mit dem Stehende-Wellen-Interferometer außer dem Einsatzbereich des klassischen Interferometers neue Anwendungsbereiche im Maschinenbau erschließen. Das Stehende-Wellen-Interferometer kann ohne großen Justageaufwand, Platz sparend und flexibel dank der LWL-Einkoppelung in interferenzoptische Messsysteme mit mehreren Messachsen integriert werden. Dieselben Vorteile begünstigen auch eine Anwendung dieses Interferometers zur Verschiebungsmessungen in einer Vakuumkammer. Das ganze Interferometer kann in der Vakuumkammer integriert werden, oder nur die transparente Detektoren können an der beweglichen Teilen und ein Spiegel an der stabilen Halterung in der Vakuumkammer eingeordnet werden und von außen durch eine Glasscheibe mit einem Laserstrahl abgetastet werden. Weitere Miniaturisierung des TPSDs ermöglicht den Einsatz des Stehende-Wellen-Interferometers als hochauflösendes berührungsloses Messverfahren in der Mikromechanik und Robotertechnik.

## Literaturverzeichnis

- [1] Bobroff N 1993 Recent advances in displacement measuring interferometry *Meas. Sci. Technol.* **4** 907-926
- [2] Büchner H-J, Jäger G 1998 Contactless interferometric incremental measurement technique *Measurment* **6** No. 4 146-150
- [3] Jäger G, Manske E, Hausotte T, Büchner H-J, Grünwald R, Schott W 2001 Nanomeasuring technology-nanomeasuring machine *Annual Mtg ASPE (Crystal City, VA)*
- [4] Jäger G 1989 Betrachtungen zu den Grundlagen der interferenzoptischen Sensoren (IOS) *Sensor Magazin* **2** 26-29
- [5] Jäger G, Grünwald R, Manske E 1990 Lichtwellenleitergekoppelte interferenzoptische Sensoren *Technisches Messen* **57** 319-322
- [6] Michelson A, Morley E 1887 On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether *American Journal of Science* No. 203 333-345
- [7] Grünwald R, Jäger G 1993 Präzisionsdilatometer für den Mitteltemperaturbereich *Technisches Messen* **60** 465-467
- [8] Jäger G, Grünwald R 1995 Grundlagenuntersuchungen zur laserinterferometrischen Neigungs-, Kraft- und Druckmessungen *Deutsche Forschungsberichte*
- [9] Valette S, Jadot J P, Gidon P, Renard S, Fournier A, Grouillet A M, Denis H, Philippe, Desgranges E 1989 Si-Based Integrated Optics Technologies *Solid State Technology February* 69-74
- [10] Jestel D, Baus A, Voges E 1990 Integrated-optic interferometric microdisplacement sensor in glass with thermo-optic phase modulation *Electron. Lett.* **26** 1144-1145
- [11] Fuest R, Fabricius N, Guttman H J, Hollenbach U, Weiß S, Wolf B 1990 Integrated optical devices made by double silver ion exchange in BGG 31 *ESI Publication OPTO'90 Paris* pp 48-69
- [12] Voges E Integrierte Optik auf Glas und Silizium für Sensoranwendungen *Technisches Messen* **58** 140-144
- [13] Noell W, P-A Clerc P-A, Guldemann B, Schürmann G, Staufer U, N F de Rooij, Herzig H P, Manzardo O, Dändliker R, Marxer C 2002 Optical microelectromechanical systems (OMEMS) based on silicon-on-insulator (SOI) technology *2002 Technical Digest Series, Diffractive Optics and Micro-Optics, Optical Society of America (Washington DC, USA)* 114-116

- [14] Manzardo O, Michaely R, Schädelin F, Noell W, Overstolz T, N F de Rooij, Herzig H P 2004 Miniature lamellar grating interferometer based on silicon technology *Opt. Lett. Vol 29* 1437-1439
- [15] Wiener O 1890 *Ann. Phys., Lpz.* **40** 203
- [16] Drude P, Nernst W 1892 *Wiedem. Ann.* **45** 460
- [17] Büchner H-J 1983 Stehende-Wellen-Interferometer zur messung von optischen Gangunterschieden *Deutsches Patent* DE 3300369
- [18] Mi X, Sasaki M, Hane K 1999 Ultrathin Si photodetector for an integrated optical interferometer *Proc. SPIE Vol. 3878* 337-347
- [19] Sasaki M, Mi X, Hane K 1999 Standing wave detection and interferometer application using a photodiode thinner than optical wavelength *Applied Physics Letters* **75** 2008-2010
- [20] Li Y, Mi X, Sasaki M, Hane K 2003 Precision optical displacement sensor based on ultra-thin film photodiode type optical interferometers *Meas. Sci. Technol.* Issue 4 479-483
- [21] Miller D A B 1994 Laser tuner and wavelength-sensitive detectors based on absorbers in standing waves *IEEE Journal of Quantum Electronics* Vol. **30** 732-749
- [22] Kung H L, Miller D A B, Atanackovic P, Lin C C, Harris J S, Carraresi L, Cunningham J E, Jand W Y 2000 Wavelength monitor based on two single-quantum-well absorbers sampling a standing wave pattern *Applied Physics Letters* **20** 3185-3187
- [23] Kung H L, Bhalotra S R, Mansell J D, Miller D A B, *Fellow*, Harris J S 2002 Standing-wave transform spectrometer based on integrated MEMS mirror and thin-film photodetector *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* Vol. **8** 1 98-105
- [24] Born M, Wolf E 1999 *Optik 7. Auflage*
- [25] Haferkorn H 2003 *Optik 4. Auflage*
- [26] Raine K W, Downs M J 1978 Beam-splitter coating for producing phase quadrature interferometer outputs *Optica acta* **25** 549-558
- [27] Stiebig H, Büchner H-J, Bunte E, Mandryka V, Knipp D, Jäger G 2003 Standing wave detection by thin transparent n-i-p diodes of amorphous silicon *Thin Solid Films* 152-156
- [28] Mi X, Sasaki M, Hane K 2001 Ultra-thin films photodiodes for use in position sensors *Journal of modern optics* **48** 55-66
- [29] Stiebig H, Mandryka V, Bunte E, Büchner H J, Jun K H, Jäger G 2003 Amorphous silicon – a promising material for diodes with ultra thin absorber *Journal of optoelectronics and Advanced Materials* **5** 1305-1317
- [30] Wagemann H G, Eschrich H 1994 Grundlagen der photovoltaischen Energie-wandlung *1. Auflage*



- [31] Abschlussbericht zum DFG-Thema: Entwicklung und Aufbau eines Stehende-Wellen-Interferometers *Ja 779/4-I, Sti 181/1-I* April 2002
- [32] Büchner H J, Stiebig H, Mandryka V, Bunte E, Jäger G 2003 An optical standing-wave interferometer for displacement measurements *Meas. Sci. Technol.* **14** 311-316
- [33] Heydemann P L M 1981 Determination und correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers *Appl. Opt.* **20** 3382-3384
- [34] Stiebig H Persönliche Mitteilung
- [35] Haevens O S Optical properties of thin solid films
- [36] Azzam R M A, Bashara N M 1996 Ellipsometry and polarized light
- [37] Stenzel O 1996 Das Dünnschichtspektrum
- [38] Furman A, Tikhonravov A V 1992 Basics of optics of multilayer systems
- [39] Cole C 1995 Broadband Antireflection Coatings for Spaceflight Optics *PhD Thesis* (# 7123) *University of Reading UK*
- [40] Sauer T 2002 Optimierung *Vorlesung Version 0.0*
- [41] Mandryka V, Büchner H J, Jäger G 2004 Design aspects by development of a standing wave interferometer *Photonics EUROPE* Strassbourg
- [42] Freund R M 2004 The steepest descent algorithm for unconstrained optimization and a bisection line-search Method
- [43] Knipp D 1995 Transienter Bias-Response von Dünnschicht-Farbsensoren auf der Basis von amorphem hydrogenisiertem Silizium *Diplomarbeit Universität-Gesamthochschule Siegen*
- [44] Blecher F, Seibel K, Sterzel J, Hillebrand M, Böhm M 1998 Simulation und experimentelle Verifikation von statistischen Kenngrößen und Rauschmodellen a-Si:H basierter optischer Sensoren *DFG Projekt Bo 772/3-2*
- [45] Krc J, Stiebig H, Smole F, Topic M 2002 Examination of transient behaviour and design of dynamic SPICE model of a-Si:H PIN structure *Journal of Non-Crystalline Solids* **299** 1295-1299
- [46] Hartnagel H L, Dawar A L, Jain A K, Jagadish C 1995 Semiconducting transparent thin films *Institute of physics publishing*
- [47] Büchner H J, Stiebig H, Mandryka V, Bunte E, Jäger G 2003 Standing wave interferometer based on partially transparent photodiodes *SPIE conference 'Optical Metrology'* München, Germany
- [48] Gerhard U 1995 Untersuchung zum Einsatz eines modularen Auswertsystems zur Signalverarbeitung in Zweistrahlinterferometersystem *Dissertation TU-Ilmenau*

- [49] Birch K P, Downs M J 1993 An updated Edlen equation for the refractive index of air *Metrologia* **30** 155-162
- [50] Bobroff N 1987 Residual errors in laser interferometry from air turbulence and nonlinearity *Appl. Opt.* **26** 2676-2682
- [51] Birch K P 1990 Optical fringe subdivision with nanometric accuracy *Precis. Eng.* **12** 195-198
- [52] Wu C, Su C, Peng G-S 1996 Correction of nonlinearity in one-frequency optical interferometry *Meas. Sci. Technol.* **7** 520-524
- [53] Wang C H, Augousti A T, Mason J 2000 Real time evaluation and correction of nonlinear errors in single frequency interferometers *Transactions of the Institute of Measurement and Control*
- [54] Čip O, Petru F 2000 A scale-linearization method for precise laser interferometry *Meas. Sci. Technol.* **11** 133-141
- [55] Keem T, Gonda S, Misumi I, Huang Q, Kurosawa T 2004 Removing nonlinearity of a homodyne interferometer by adjusting the gains of its quadrature detector systems *Applied Optics* **12** 2443-2448
- [56] Yacoot A et al 2001 The use of x-ray interferometry to investigate the linearity of the NPL Differential Plane Mirror Optical Interferometer *Meas. Sci. Technol.* **11** 1126-1130
- [57] Yacoot A et al 2001 A combined scanning tunnelling microscope and x-ray interferometer *Meas. Sci. Technol.* **12** 1660-1665
- [58] Yacoot A et al 2003 Measurement of picometre non-linearity in an optical grating encoder using x-ray interferometry *Meas. Sci. Technol.* **14** 148-152
- [59] Zhang L, Patterson S R 2002 Optical Mixing Errors in a Fiber-optic Coupled Heterodyne Interferometer *The Seventeenth Annual ASPE Meeting* St. Louis
- [60] Büchner H J, Jäger G 2006 A novel plane mirror interferometer without using corner cube reflectors *Meas. Sci. Technol.* **17** 746-752
- [61] Abschlussbericht zum DFG-Thema: Entwicklung und Aufbau eines Stehende-Wellen-Interferometers *Ja 779/4-1, Sti 181/1-1* April 2004